



TITLE:

河道における洪水流の特性に関する研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

高橋, 保

CITATION:

高橋, 保. 河道における洪水流の特性に関する研究. 京都大学, 1972, 工学博士

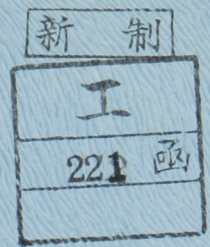
ISSUE DATE:

1972-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.r1993>

RIGHT:



河道における洪水流の特性 に関する研究

昭和46年10月

高 橋 保

河道における洪水流の特性 に関する研究

昭和46年10月

高 橋 保

目 次

結 論	1
第 1 章 河道における洪水流の流下特性の実態に関する研究	5
第 1 節 概 説	5
第 2 節 河道の形態と洪水流に対する境界条件	5
第 3 節 種々の境界条件下の洪水流の挙動	9
(1) 比較的整正な一様断面形を持った河道を流下する洪水流	9
(2) 貯水池内での洪水流	12
(3) 断面形が不規則に変化する河道を流下する洪水流	14
(4) 狭さく部における洪水流	15
(5) 合流点における洪水流	16
第 4 節 結 語	20
第 2 章 一様な河道における洪水流の特性に関する研究	23
第 1 節 概 説	23
第 2 節 基礎方程式および不定流の特性分類指標 λ	24
(1) 基礎方程式	24
(2) 不定流の特性分類指標 λ	25
第 3 節 開水路非定常流の理論的解析	31
(1) 段 波 ($\lambda \gg 1$)	31
(2) 洪水波 ($\lambda \ll 1$)	33
(3) 洪水波 ($\lambda \geq 1$)	38
第 4 節 一様河道における洪水流の特性	39
(1) 一様河道の洪水流に関する実験	39
(2) 実験結果とその考察	41
第 5 節 結 語	46
第 3 章 下流端水位条件が洪水流に与える影響に関する研究	49
第 1 節 概 説	49
第 2 節 下流端水位一定のせき上げ条件下における洪水流	50
(1) 理論的考察	50
(2) 実 験	55
(3) 実験結果とその考察	55

第 3 節	下流端に支配断面を生ずるせき上げ領域内の洪水流	60
(1)	理論的考察	60
(2)	実 験	65
(3)	実験結果とその考察	66
第 4 節	下流端水位が流量に無関係に変動するせき上げ領域内の洪水流	72
(1)	理論的考察	72
(2)	実 験	73
(3)	実験結果とその考察	75
第 5 節	種々の水位境界条件が洪水流に与える総合効果	76
(1)	一様河道内に水位を常時一定に保持するような貯水池が築造された場合	76
(2)	一様河道内に自由越流型の固定堰が築造された場合	77
(3)	自由越流型固定堰群が築造された場合	78
第 6 節	結 語	81
第 4 章	河道幅の変化が洪水流に与える影響に関する研究	85
第 1 節	概 説	85
第 2 節	狭さく部における洪水流	86
(1)	理論的考察	86
(2)	実 験	88
(3)	実験結果とその考察	89
第 3 節	不規則断面河道における定常流	92
(1)	実 験	92
(2)	実験結果とその考察	93
第 4 節	不規則断面河道における洪水流	99
(1)	理論的考察	99
(2)	数値計算による検討	105
(3)	実 験	108
(4)	実験結果とその考察	108
(5)	木津川洪水への適用例	113
第 5 節	結 語	115
第 5 章	河川合流部における洪水流の特性に関する研究	119
第 1 節	概 説	119
第 2 節	洪水ハイドログラフの形成から見た合流点の分類	120
第 3 節	支流のこう配が急である場合 (independent tributary) の洪水流	122

第 4 節	支流のこう配が緩い場合 (dependent tributary) の洪水流	125
(1)	実 験	125
(2)	実験結果とその考察	126
第 5 節	結 語	133
第 6 章	複断面水路の洪水流に関する研究	135
第 1 節	概 説	135
第 2 節	複断面水路の定常流	136
(1)	実 験	136
(2)	実験結果とその考察	137
第 3 節	複断面水路の洪水流	150
(1)	理論的考察	150
(2)	数値計算による検討	152
(3)	実 験	154
(4)	実験結果とその考察	155
第 4 節	結 語	157
結 論	161

洪水は、一般に多量の雨や雪どけによって、河川の水が増加し、はんらんや堤防決壊などをおこす現象を指すものと定義されている¹⁾。したがって、洪水と呼ばれる現象には、斜面あるいは河道網を通して降雨や融雪が流水へ変換する現象、河道内での流れの伝播の現象、流水を安全に疏通させるためや利水目的のために築造された各種構造物の破壊の現象および堤内地へのはんらんの現象などが含まれ、自然現象としての洪水を取り扱う学問の立場から見ても、水文学、河川学、水理学などがあり、それぞれが取り扱う対象や方法が異なっている。

洪水とそれによる災害の防除という工学的な内容を強く持つ学問分野は水文学と水理学とを基礎とする河川工学であるが、水文学は主として流出現象の解明を目的としており、河道内での洪水の流れも流出過程中の一道程としてマクロな特性のみが対象とされ、半経験的な洪水追跡法が用いられることが多い。一方、洪水解析における水理学的方法は主として河道内での流れの挙動を、それが従う力学法則を用いて解析するもので、理論的には水文学的な洪水追跡法よりも厳密であり、局所的な現象を対象とする場合には、この方法によらなければならないが、いわゆる一次元解析法に限定されていて、後述のように、未だ問題点は多い。なお、構造物の破壊の問題は洪水時の流体力や局所洗掘などの流体力学および水理学の問題の他に構造物自身の構造安全性の問題が含まれる境界領域の学問分野であって今後進展させなければならないし、はんらんの問題は、堤防の破壊現象に伴って起るので、いつ、どこで、どの程度の範囲にわたって破堤が起り、どの程度のはんらん水が堤内地に供給されるかという困難な問題の他に、はんらん水が堤内地でどのように広がり、堤内地の微地形がどのように影響するかといった問題もあり、わずかに、はんらん水による被害算定のよりどころとして検討が加えられている²⁾が、まだどのような方法による解析が適当であるのかも明らかでない段階であると言えよう。

このように、多岐にわたる複雑な洪水現象のうち、本論文は河道内での洪水の流れを水理学的な手法で取り扱おうとするものであるが、河道内の洪水の流れに限っても多くの困難な問題が含まれている。すなわち、洪水の流れは水と土と木の混合流³⁾であって、混合流を総括的に記述する方程式が不明であるし、詳細な特性を実証的に明らかにするにも、現地での観測は危険が伴う上に適確な計測器も開発されていないのでなかなか困難である。現象の従うべき方程式が不明であり、現地での観測によっても、その特性把握が困難であるような現象の解明には、よく模型実験の手法がとられるけれども、移動床上の流れでは水理条件と河床材料に応じて粗度特性が変化⁴⁾し、水と土と木の混合流としての洪水流を模型上に再現することはほとんど不可能である。また、洪水流の一面としての水流の特性のみの解明を目的とする模型実験においても、条件によっては相似律を満足させることは難しい⁵⁾。しかし、水の流れのみに着目する場合には、河道のような一次元的な方向が卓越する場における平均流の従うべき方程式はほぼ明らかとなっており、非線型であるので、種々の場合に対して数学的解析を純理論的に展開することは難しいが、与えられた境界条件下において、適切な近似化をすることによって、その特性をある程度察知する

ことも可能である。したがって、従来の洪水流に関する水理学的な解析では、水流に対する一次元運動方程式と連続式に適当な省略を加えて数学的に解を求める方法、基礎方程式を差分方程式に変換して数値計算を行なう方法および基礎微分方程式を電氣的模擬回路に組み込んだアナログ計算機による方法が用いられてき、それぞれの方法に対して数多くの提案がなされてきている。これらの多くの研究の結果、比較的単純な境界条件下における洪水流の特性はかなり明確となってきたが、複雑な境界条件が混在する一般の河道内での特性には、なお不明の点が多い。

本論文は、以上のような点にかんがみ、水理学的な手法を用いて、河道内での種々の境界条件に対応して変化する洪水流の特性を、水の運動特性が支配的要素であると考えて、明らかにしようとするものである。すなわち、第1章においては、河川の一般的な形状について考察して洪水流の伝播特性からみた河道の境界条件を分類し、洪水流の実態に関する観測結果から、それぞれの境界条件下の特性を調べるとともに河道における洪水流の特性把握のためには、一様な河道における特性、下流側の水位境界条件の影響、河幅が不規則に変化する河道における特性、狭さく部における特性、合流点における特性および河道断面形の影響について詳細な検討が必要であることを述べる。

第2章では、第1章で分類した諸条件のうち、一様な長方形断面河道における不定流一般について考察を加え、水位変化速度が不定流の特性を分類する重要な要素であることを述べ、種々の水位変化速度を持つ不定流を解析するとともに、一様水路での洪水流の特性について、理論的解析と実験によって考察を加える。

第3章では、河床こう配の急変部や貯水池などによって生ずる境界条件を下流側の水位が流入洪水に無関係に一定である場合、流入洪水に無関係に変化する場合および流入洪水流量に応じて変化する場合の3種に分類整理し、第2章で用いたのと同様の手法による理論的解析と実験によって、それぞれの境界条件下における洪水流の特性を明らかにし、さらに、貯水池や貯水池群の築造によってもたらされる上下流の洪水特性の変化について言及する。

第4章は、河川の平面形状の効果について、比較的整正な河道の途中に支配断面を生ずるような卓越した狭さく部がある場合と、とくに卓越した河幅の変化はないが、流下方向に不規則な河幅の変動が続くような河道の場合とに分けて考察する。そして、前者については、とくに、河道幅が徐々に縮小して行く場での伝播特性と狭さく部の上流における貯留効果に着目して解析を進め、実験的検討を加える。一方、河道幅が不規則に変化する場合には、変化の程度が小規模であれば、粗度係数を適当に評価することによって、一様な河道として取り扱うことができるが、変化の規模が大きくなると、水流がはく離し、その部分での貯留効果が洪水流に影響を与える。本章ではこのような場合を擬似等流として取り扱い、貯留効果を考慮に入れた拡散型の2階偏微分方程式を基礎方程式として解の性質を議論し、不等流を擬似等流として取り扱う際の粗度係数の決定法および大規模拡散係数の効果について考察を加え、このような河道での洪水流の一般的な取り扱い方法と流れの特性とを明確にし、木津川洪水へ適用した結果について述べる。

第5章では、河川の合流によって洪水ハイドログラフが形成されて行く過程について、合流点における貯留効果が重要であることを述べ、支川の河床こう配が本川側の洪水流の特性と本川と支川との河道幅の

比および本川の河床こう配の値とによって決定されるある限界値以上であれば、合流点における貯留効果は大きくないことを明らかにし、支川のこう配がこの限界以上の場合と以下の場合との解析法について述べる。とくに、後者の場合に対しては、実験によって、支川での貯留効果および合流時差の与える影響について明らかにする。

第6章は、改修河川で多く見られる複断面形状の河道について、河道断面形が洪水流に与える影響、とくに高水敷と低水路との境界面における混合現象による見掛上の粗度係数の増大の効果について着目し、低水路断面幅が狭い場合には、断面分割法では正しい流量計算ができないことを述べるとともに、このような場合に対する考え方を提案し、それが定常流に対して比較的正しい結果を与えることを明らかにした後、同じ考え方を洪水流の場合について拡張して、複断面水路の洪水流の取り扱い方法と流れの特性を明確にする。

以上6章の結果を要約して結論とするが、本論文によって、個々の境界条件下における洪水流の局所挙動が明確になるとともに一般の河道における上流から下流までの洪水流の水理学的追跡法の基礎が確立される。すなわち、複雑な河道を、こう配が比較的一定の部分、河幅は不規則であるが平均的にはほぼ一定とみなせる部分、粗度係数がほぼ一定と考えられる部分のように区分し、それぞれの区分のうちのもっとも短い区分によって縦断的に分割して、本論文で提案した方法によって境界条件を考慮し、各分割領域内の洪水流を追跡すれば、比較的容易に実用的精度を持った結果が得られるものと予想される。

また、本論文は、河道における洪水流の一面として、固定境界面内の水流のマクロな特性のみを対象としたが、このような特性の理解のもとに、流水の内部機構を研究することによって、洪水時の河道変動、土砂輸送、流木の運動なども次第に解明されて行くものと考えられる。

参 考 文 献

- 1) 西尾 実・岩淵悦太郎： 国語辞典，岩波書店，1968，p.325
- 2) 長尾正志： 外水はん濫，水災害の科学，第7章，技報堂，1971， pp.577～588．
- 3) 矢野勝正： 洪水特論，理工図書，1958， pp.1～5．
- 4) 矢野勝正・高橋 保・松本 喬： 移動床水路における不定流，土木学会第24回年次学術講演会講演集，1969， pp.63～64．
- 5) 岩佐義朗・高橋 保： 開水路非定常流の相似律に関する問題点，京大防災研究所年報，第11号B，1968， pp.221～232

第 1 章 河道における洪水流の流下特性の実態に関する研究

第 1 節 概 説

河道における洪水流の観測は、水位、流量、流速分布、河床変動や流砂量など、洪水とそれに伴って起る諸現象を適確に計測するような方法が未だ確立していない上に、わが国の河川のように、流域面積の小さい急流河川においては、洪水の出水と豪雨が重なり、しかも、台風のように強い風雨時や夜間である場合が多く危険である。さらに、多量の流木や塵埃などが障害となって、観測は非常に困難であり、資料は断片的なものがあるに過ぎない。したがって、実際の河道における洪水流の特性を、これらの資料によって、総括的に把握するのは困難であり、次章以下のような実験的手法による議論が必要となる。しかしこれらの困難があるにもかかわらず、水位の計測は比較的簡単であることも幸いして、資料も多く、洪水波形の伝播特性などはある程度議論できる。

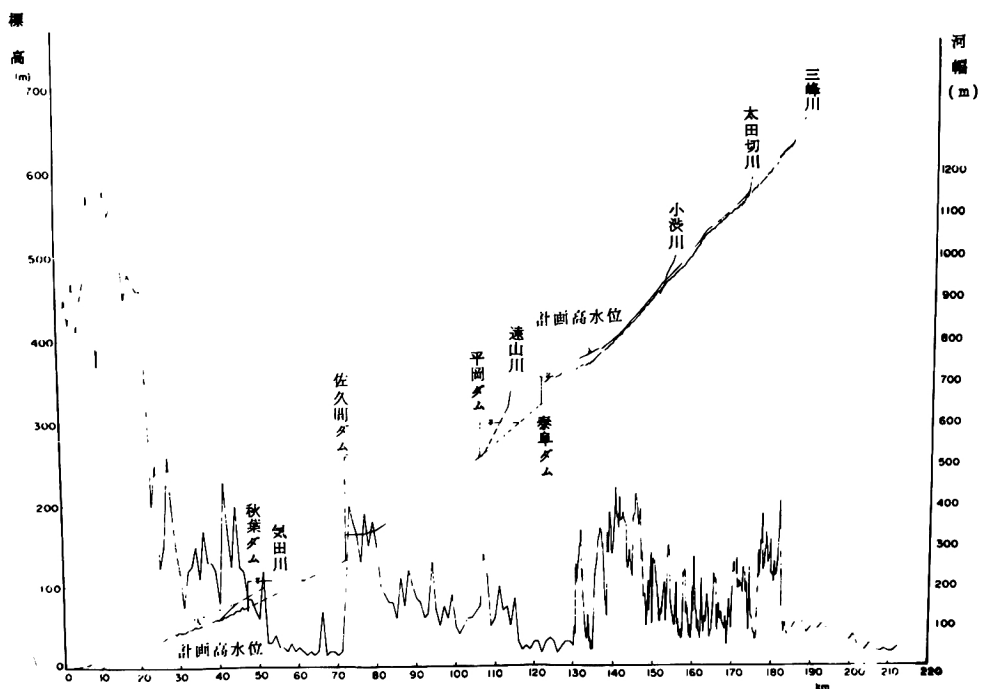
本章は、従来の洪水観測資料や研究論文に挙げられている結果に基づいて、実際の河道における洪水流の定性的な特性を整理し、問題点の抽出とその解決の方向を発見することを目的とするが、まず、第2節において、わが国の代表的な河川について、その形態を調べ、洪水流の流下の過程に対して重要な影響をもたらす河道境界条件を抽出する。

つぎに、第3節において、抽出した境界条件下における洪水流の挙動を概括し、次章以下での解析に対する指針を与える。

第 2 節 河道の形態と洪水流に対する境界条件

図-1.1 はわが国の大河川の1つである天龍川の縦断的形状と河道幅の変化の状態を示したものである。一般に河川は天龍川の例にみるように、下流部でこう配が緩く、上流部で急になっており、河道幅は河口部付近で大きくなるが、場所的にはかなり変動する。また、所々で支流が合流し、適当な場所があれば発電ダムや多目的ダム貯水池が築造される。さらに、断面形は上流山間部のV字型から下流改修部の長方形断面や複断面などに変化し、河床では各種の砂漣や砂堆などの形態が存在する。一方、このような河道を流下する洪水流は、河川の水源から河口までの距離よりも長いような波長を持つ1つの波であり、その波全体の形状が、支川の合流や幹川の縦断こう配などのマクロスケールの空間的形態から、河床形態などのミクロスケールの空間、時間的形態¹⁾までの各種の境界条件の作用によって変形しながら伝播する。

河道形態の各スケールの変動が洪水流の伝播特性に関与するしかたは異なっている。すなわち支川の配置と各支川からの流出量の状態は洪水ハイドログラフの形成過程を支配する要素であるが、天龍川の例にみるように、支川が本川に対して急こう配で合流する場合には、合流点での貯留の効果は少ない。一方、



図－1.1 天龍川の縦断こう配および河道幅

盆地あるいは平野部での合流のように、本川と支川とで、河床こう配に大きな差がなく、しかも緩こう配である場合には合流点における貯留効果が洪水流に与える影響が重要となる。図－1.2 は淀川における平均河床と計画高水位の縦断図を示したものであるが、三川合流点よりも上流の宇治川での貯留量が重要であることを示している。さらに、河道幅や河床こう配の急変部、流路の屈曲や大規模な貯水池の築造など、流域の地形条件に支配されるようなマクロスケールの変動やそれに匹敵する人工的な改変は、その部分での水理条件が他の部分と著しく変化するために、洪水流の伝播と変形を支配する最も重要な要素となる。そして、このような場合は河道を通じての弱点となり、しばしば洪水災害をもたらす原因となる。

つぎに、河道幅の不規則な変動や河道内に存在する各種の砂州、あるいは河道改修策として複断面形をとるなどのメソスケールの変動は、洪水時の流量の集中作用や貯留作用を及ぼし、洪水流の河道逶減の効果を支配する要素である。わが国の代表的な河川の数例について、河川改修区間における河道幅の変化の状態を調べると、表－1.1²⁾ のようになり、改修区間においても、河道幅の変化は大きいことを示している。とくに河道幅の広がっている部分では、その遊水効果に期待して、それより下流に対する計画洪水流量を減少させている例がみられるが、このような河道幅の変化の影響を明らかにすることが実用上からも重要である。また、下流部の改修方式としては、急流河川を除き複断面形がとられているのが普通であるが、代表的な河川について、低水路断面と高水敷断面の断面幅を比較すると表－1.2³⁾ のようで、高水敷幅が低水路幅の1.1倍～30倍、低水路幅が低水路深さの6.4倍～237倍と種々雑多に変化している。

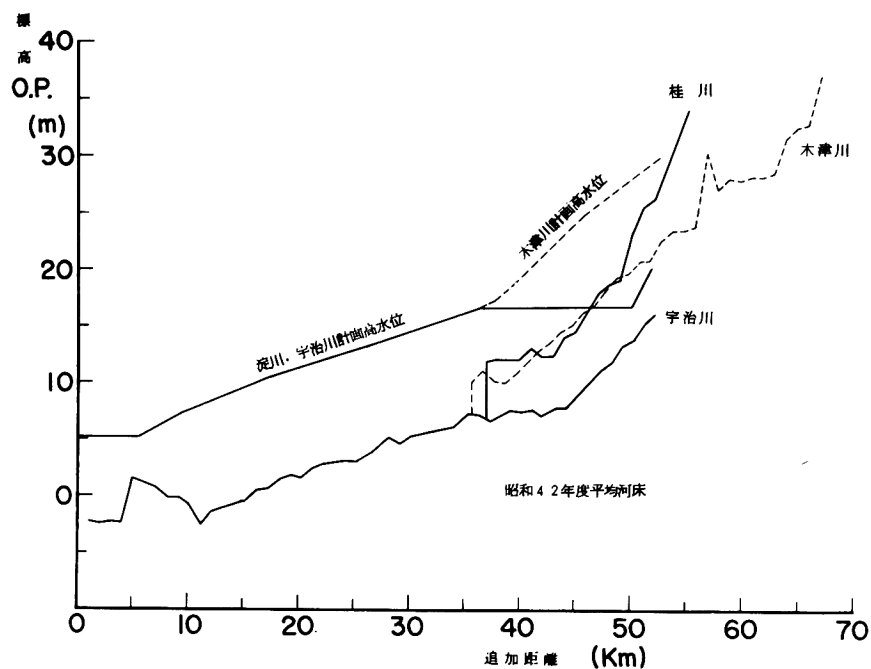


図 - 1.2 淀川の縦断こう配

表 - 1.1 わが国河川の河道幅の変化

河 川 名 (区 間)	平均河道幅 \bar{B} (m)	河道幅標準偏差 B' (m)	B'/\bar{B}	計画高水流量 (m^3/s)
大井川 (0 ^{km} ~ 18 ^{km})	886	104	0.12	6,000
矢作川 (0 ~ 44)	366	135	0.37	4,800
狩野川 (0 ~ 26)	194	60	0.31	4,000
荒 川 (30 ~ 82)	1,216	419	0.35	5,570 (-1,400)
富士川 (35 ~ 25.5)	452	217	0.48	9,800
天龍川 (139 ~ 191)	245	115	0.47	3,190
庄内川 (0 ~ 18)	316	152	0.48	2,850 (-150)
木津川 (0 ~ 31)	471	146	0.31	4,650
鬼怒川 (0 ~ 38)	299	110	0.37	3,300
鬼怒川 (39 ~ 105)	733	184	0.25	4,000 (-700)
豊 川 (1 ~ 26)	333	79	0.24	4,100

表 - 1.2 わが国の複断面河道の形状

河 川 名	高水敷幅 2W(m)	低水路幅 2b(m)	幅 比 b/W	低水路深さ D (m)	低水路高：低水路幅 D / 2b
荒 川 (上)	1190	40	1: 30	6.25	1: 6.4
江 戸 川	361	103	1: 4	4.76	1: 21.6
那 珂 川	363	178	1: 2	5.51	1: 32.3
信 濃 川	466	166	1: 3	5.11	1: 32.5
富 士 川	507	283	1: 2	2.02	1: 140.1
雄物川 (上)	533	143	1: 4	2.05	1: 69.8
〃 (中)	530	142	1: 4	1.34	1: 106.0
阿 賀 川	373	53	1: 7	6.08	1: 8.7
阿 武 隈 川	440	343	1: 1.3	2.02	1: 169.8
米 代 川 (上)	415	253	1: 1.6	2.70	1: 93.7
〃 (中)	317	200	1: 1.9	4.00	1: 50.0
庄 川	490	100	1: 5	1.58	1: 63.3
木 曾 川	770	176	1: 4.4	2.22	1: 79.3
由 良 川	170	115	1: 1.5	1.54	1: 74.7
旭 川	340	70	1: 4.9	7.00	1: 10.0
吉 井 川	535	410	1: 1.3	1.73	1: 237.0
物 部 川	535	200	1: 2.7	3.15	1: 63.5
球 磨 川	220	185	1: 1.2	1.90	1: 97.4
大 分 川	350	300	1: 1.7	2.17	1: 138.2
大 淀 川	410	380	1: 1.1	4.16	1: 91.3
筑 後 川	386	80	1: 5	3.38	1: 23.7
淀 川	500	100	1: 5	2.00	1: 20.0

また、砂漣のようなミクロスケールの変動は、水流との相互関係によって形成され、水流に対しては粗度の変化となって、水深、流速あるいは流砂量の変化を与える。しかし、その影響は常に洪水流の伝播特性に内在するような形で含まれ、通常の場合にはミクロスケールの変動による洪水流伝播特性の場所的不均一性は顕著な形では現われないものと考えられる。¹⁾

以上のように、河道には種々のスケールの変動成分が含まれており、それらが独自の作用を与えるが、とくに顕著な影響を与える境界条件としては、

- a. 河道の分合流点, b. 河道幅急変部, c. 河床こう配の急変部, d. 屈曲部, e. 貯水池

などの大規模人工構造物周辺部, f. 河道幅の不規則変化, g. 複断面水路に代表される断面形状, などが考えられる。これらの境界条件はさらに, 水理学的には,

- a. 下流側の水位の変化条件
- b. 河道幅の変化条件
- c. 合流点の条件
- d. 断面形の条件

などの条件に整理される。本論文ではこのように整理した境界条件下の洪水流の挙動について議論を進めるが, 本章では, 先の具体的な境界条件作用領域下の洪水流について, 実測資料からその特性が判明するものについて述べることにする。

第 3 節 種々の境界条件下の洪水流の挙動

(1) 比較的整正な一様断面形を持った河道を流下する洪水流

前節でみたように, 河川改修区間においても, 長区間にわたって整正な断面形を持っているような河道は少なく, 人工河川あるいは改修完了河川に数例がみられるのみである。種々の境界条件下における洪水流の挙動を明らかにするためには, 比較の対象として整正な一様断面水路での洪水流の流下の特性を知る必要がある。ここではまず江戸川の低水路を用いて行なわれた人工洪水実験の結果⁴⁾をみてみることにしよう。ただし, 江戸川の低水路は平均幅 80 m, こう配 1/3600, 粗度係数 $n = 0.026$ である。

図-1.3 は水位上昇のフロントと水位ピークとの伝播の状況を示したものであるが, 水位ピークは平均的には, 平均流速の $5/3$ 倍の伝

播速度で伝播しており, Kleitz—Seddon の法則と呼ばれる kinematic wave としての特性を持っていることがわかる。フロントの伝播速度はやはり長波の伝播速度よりも遅く, dynamic wave としての特性よりも, kinematic wave としての特性の方が強いものと考えられるが, この場合にはピークの伝播速度よりもかなり速く, 波形が次第に扁平化して行くような傾向になっている。一方, このような場合の水位ピー

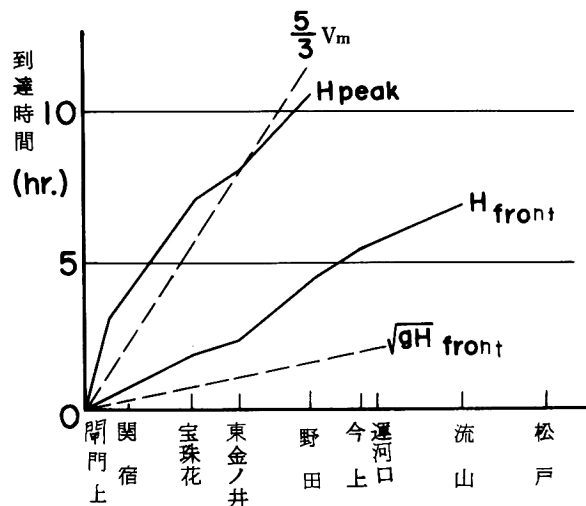


図-1.3 江戸川人工洪水の水位ピークとフロントの伝播

クの通減の状態をみれば、図-1.4のようであり、指数関数的に通減して行くことがわかる。

しかし、このような整正な河道においても、もっと大規模な自然の洪水に対しては事情が異なる。例えば、1958年9月の台風21号による洪水⁵⁾の水位ピークの伝播の様子を示すと図-1.5⁶⁾のようになり、図-1.3で $\frac{5}{3}V_m$ を計算するのに用いられた粗度係数 $n=0.026$ を用いて計算した $\frac{5}{3}V_m$ と実際の水位ピークの伝播速度は大きく異なっている。また、水位ピークは図-1.6のように指数

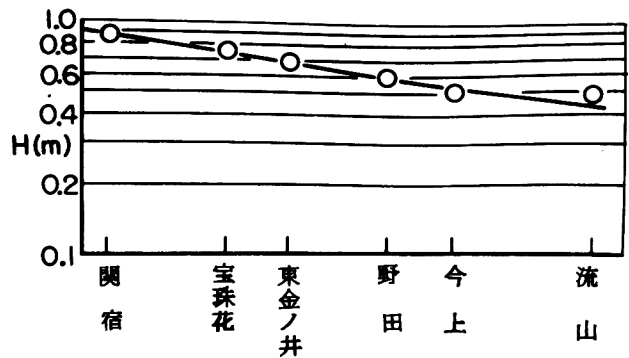


図-1.4 江戸川人工洪水の水位ピークの通減

$\frac{5}{3}V_m$ と実際の水位ピークの伝播速度は大きく異なっている。また、水位ピークは図-1.6のように指数

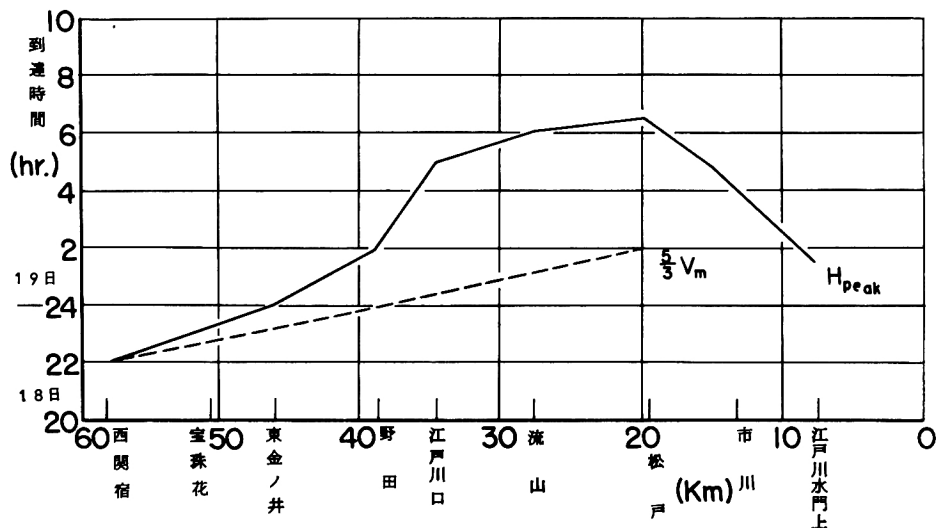


図-1.5 江戸川における1958年9月洪水のピークの伝播

関数的通減をしない。このようになる原因として、流山よりも上流でピークの伝播速度が遅れ、通減量がほとんどないことに関しては、江戸川口において流入する利根運河の影響が考えられる。すなわち、この洪水に対して利根運河からの流入量がどのようになっていたかは明らかではないが、運河からの流入によるせき上げによる遅延効果あるいは運河からの流入量のピークが本川洪水の通過後に合流して、本川ピーク時よりも水位が高くなるような合流時差の効果のいずれかが推測される。また、松戸よりも下流では、上流側よりも下流側で先にピークが発生しており、同時に水位ピークの急激な通減が起っている。このような特性は江戸川水門の地点で本川と放水路が分派するための影響であると考えられ、下流端の水位条件が洪水流の伝播特性に与える影響の重要性を示唆している。さらに、この洪水で注意すべきことは、図-1.5

で西関宿から野田の区間で人工洪水においてはほぼ $5/3 \text{ Vm}$ であった水位ピークの伝播速度が遅れていることである。これは江戸川が複雑断面形状であるにもかかわらず、単断面として計算したためとも想像されるのであるが、この点に関してはあまり明確ではなく、複断面水路における洪水流の挙動に関する研究の必要性を示している。また、この洪水における水位～時間曲線は、図-1.7 のように

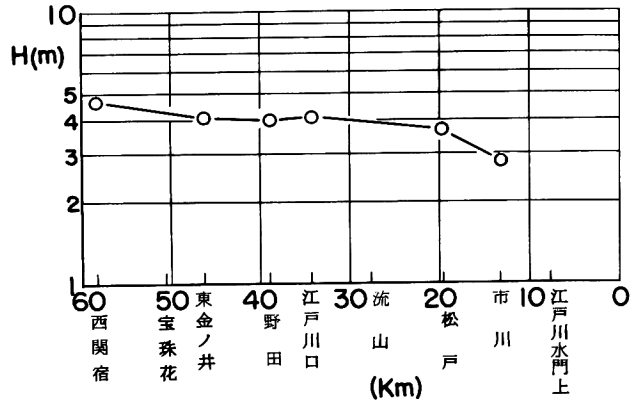


図-1.6 江戸川における1958年9月洪水のピークの通減

なっており、洪水のたちあがりからピークまでの水位上昇速度が流下とともにあまり変化しないことが注

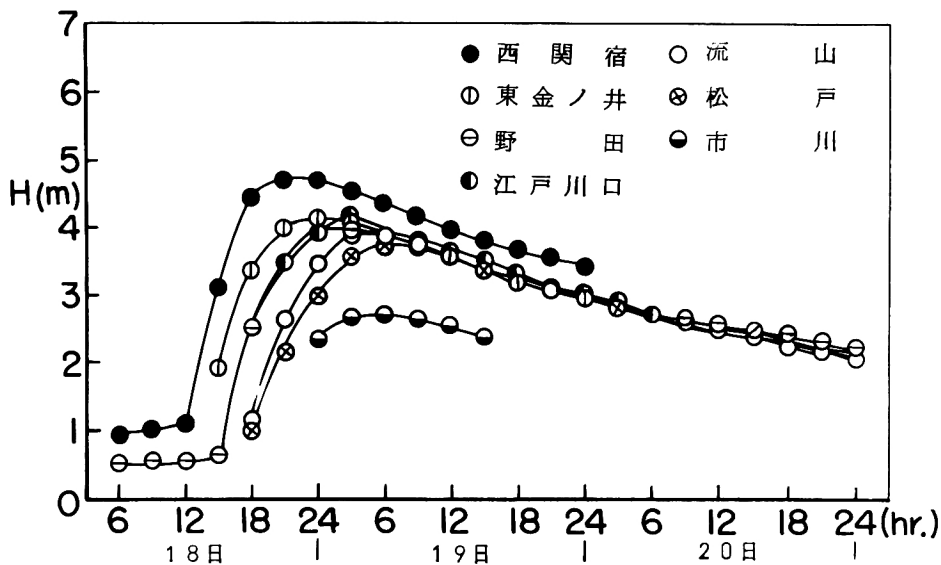


図-1.7 江戸川における1958年9月台風21号洪水の水位～時間曲線

目される。この場合厳密なフロントは観測されていないのであるが、洪水上昇期において波形の変化があまりないことから、フロントがピークとほぼ同じ速度で伝播しているものとみなされ、長波の伝播速度よりも遅く伝わる点では、図-1.3の人工洪水の場合と同じであるが、人工洪水でフロントがピークよりも速く伝わって次第に波形が扁平化していったのとは異なっている。このような傾向は他の河川の洪水についても認められ、洪水流の重要な特性であるとみなされるが、実際にフロントとして観察される位相の伝播速度がどのような法則に従うのか、フロントの伝播にはどのような物理量に関与するのかなどの問題に

については現在に至るまで、よくわかっていないので、一様水路における洪水流についても波形全体の変形と伝播に注目して、さらに研究を進める必要があることを示している。

(2) 貯水池内での洪水流

貯水池内での洪水流の挙動が実際に細かく実測された例は極めて少なく、貯水池内での水理現象はまだ不明の点が多い。

しかし、伊藤⁷⁾が木曾川の笠置貯水池内で実測した結果によれば、発電所の使用水量の変化による小さいピーク波では、貯水池内の上流部でも、波速と長波の伝播速度 \sqrt{gH} とはほぼ等しい値を持っているが、貯水池水深に比して水位の上昇量の大きい洪水波では水流の速度に近い伝播速度を持っていることがわかった。しかし、このような場合でも、水深が非常に深くなるダム近傍では、波速はほとんど無限大の速さで伝わり、長波のそれよりも速くなっている。

同様の観測がアメリカの Wheeler 貯水池で行なわれている⁸⁾。この貯水池は図-1.8 に示すような平面形状を持つもので、上流の

Guntersville ダムから放流された人工洪水の自記水位記録が Guntersville, Whitesburg, Decatur, Mallard Creek, Wheeler dam の5箇所でとられた。流量は上下流の両ダム地点で測定されている。図-1.9はその結果

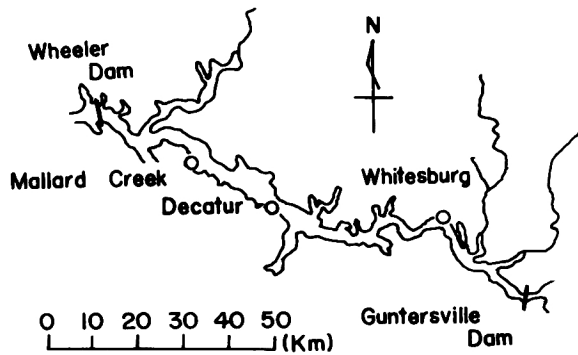


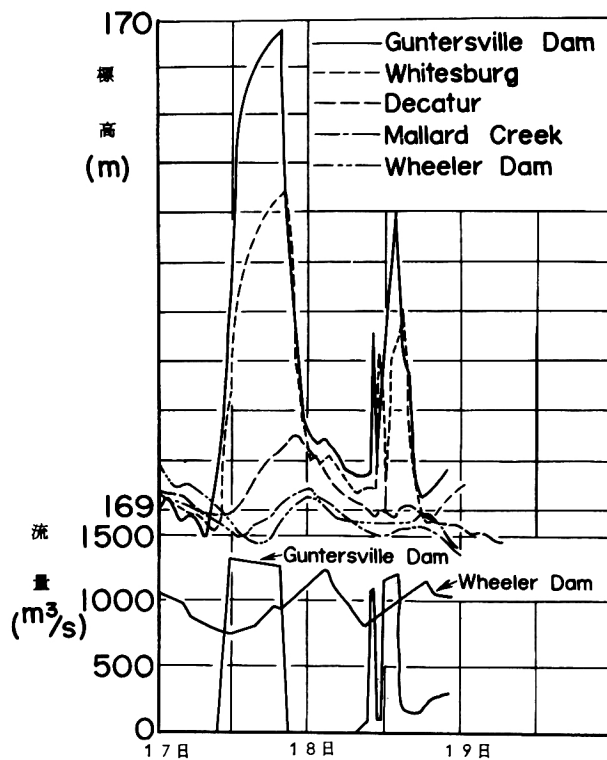
図-1.8 Wheeler 貯水池平面図

の1例であるが、1月17

日から19日にかけて3個のピークが観測されている。これらの3波について、水位ピークが Guntersville ダムから Wheeler ダムに至る約120kmの区間を伝播するのに要する時間は、第1波について約6時間半、第2波について約2時間半、第3波については約5時間とそれぞれ非常に異なっており、小規模のものほど速くなって、伊藤の観測結果と一致しているように見えるが、小規模のものについても、長波の伝播速度との一致の程度は良くない。したがって、このような伝播速度の差は Wheeler ダムの放流量が変化しているために起るものと考えられる。第1波では放流量が増加しているのに、ダム地点の水位も増加している。しかし、第2波ではダム地点の水位変動はほとんどない。水位変動の比較的大きい第1波で伝播速度がもっとも遅れ、ダム地点での水位変動がほとんどない第2波においては、伝播速度が著しく速くなっており、Mallard Creek よりもむしろ下流の Wheeler ダム地点での水位ピークが先に生じているような傾向の見られるのはこのような場での洪水流の挙動の重要な特性であると考えられ注目すべきである。

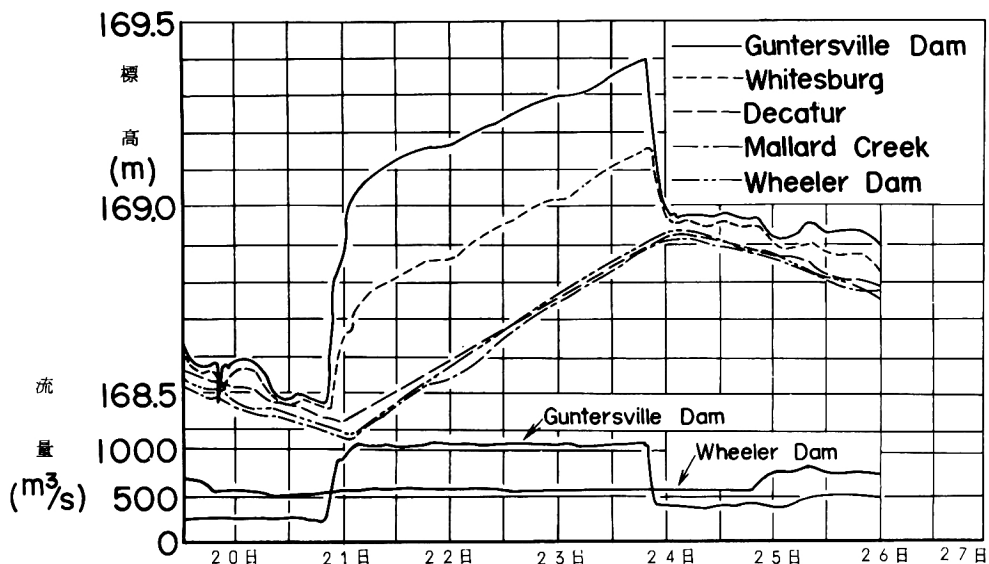
図-1.10は同じ貯水池において、もっと継続時間の長い波形について、Wheeler ダムからの放流量

を流入量にかかわらず一定とした場合の各測点での水位変化を示したものである。このような場合には、流入流量がそのまま貯留されるため、ダム近傍の水位は一様に増大して行くが、その影響は次第に上流に及び、流入点の Guntersville ダム地点までも及んでいる。ここで注目すべきことは、Wheeler ダム地点から上流約 48 km の Decatur まで、水位がほとんど同一位相、同一標高をとって変動していることである。すなわち、この部分では、水面がほとんど水平に変動し、波形の伝播速度はほとんど無限大となっている。そして、これより上流では、Guntersville ダムからの流入量が $1000 \text{ m}^3/\text{s}$ 程度の大きい値を保っている間は、せき上げの影響は顕著ではあるが、水面こう配が比較的大きくなる



1939年 1月

図-1.9 Wheeler 貯水池での人工洪水



1939年 8月

図-1.10 Wheeler 貯水池での人工洪水

ている。しかし、流入流量が減少すると、上流部でも水面こう配は急激に減少し、貯水池全体の水面がほとんど水平に近くなる傾向が認められる。図-1.9では Wheeler ダムの放流量が変化して、水面変動が比較的小さく、また流入波形も非常に尖鋭なものであって、水面変動がほとんど水平となるような領域の存在は顕著ではない。

図-1.9および図-1.10から、貯水池内においては、ダムの放流条件と流入洪水波形によって大きさは支配されるが、水位上昇期と下降期を通じて、水面変動が縦断的にほぼ水平である領域と、水位上昇期においてはせき上げの影響は受けるが、水面こう配が比較的急であり、下降期にはほとんど水平となる領域が存在し、貯水池内の洪水の伝播速度もダム放流条件に応じて非常に強く影響されることがわかる。したがって、貯水池の存在はそれだけで洪水調節能力の存否を議論するのは適当でなく、ダムの放流条件、流入洪水波形、貯水池の規模などが複雑に影響を与えるものと考えられ、これらの境界条件の変化による洪水流の挙動の変化を知ることは水工学上非常に重要である。

(3) 断面形が不規則に変化する河道を流下する洪水流

整正な単断面の河道では、洪水位のピークはほぼ Kleitz - Seddon の法則に従って伝播するが、一般の河道では河幅が不規則に変化し、断面形も複雑で、水位によって断面積が大きく変化するので、どのような特性に従って伝播するかを調べてみる必要がある。

Kleitz - Seddon の法則では、洪水の規模が大きくなるほど伝播速度が速くなるが、一般の河道では必ずしもそのようにはならない。例えば、村木⁹⁾が石狩川の奈井江～江別間49.8kmで各種の規模の洪水について、洪水波頂の到達所要時間と奈井江における洪水波頂水位との関係を求めた結果は図-1.11

のようになって、奈井江の水位標高が14m付近までは、水位の増加とともに伝播速度が速くなる傾向が認められるが、水位がそれ以上に達する大規模洪水に対しては、逆に伝播速度が遅れる傾向がある。また、この伝播速度と2測点における断面平均流速の平均とを比較すると、水位の小さい洪水に対しては、伝播速度が平均流速の1～2.0倍になっているが、中規模以上の洪水に対しては、平均流速よりもかえって小さくなる傾向がみられている。

以上のことは、比較的小規模の洪水に対しては、河道の貯留効果が顕著に現われず、一様な河道における洪水流との差異は大きくないが、中規模以上の洪水になると貯留効果が顕著にあらわれて、伝播速度が非

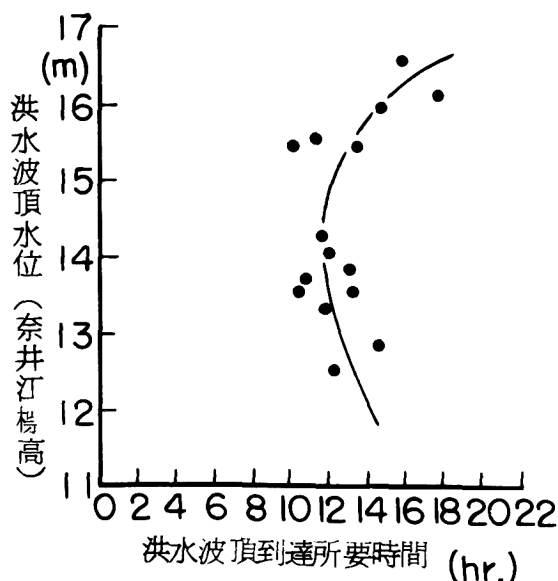


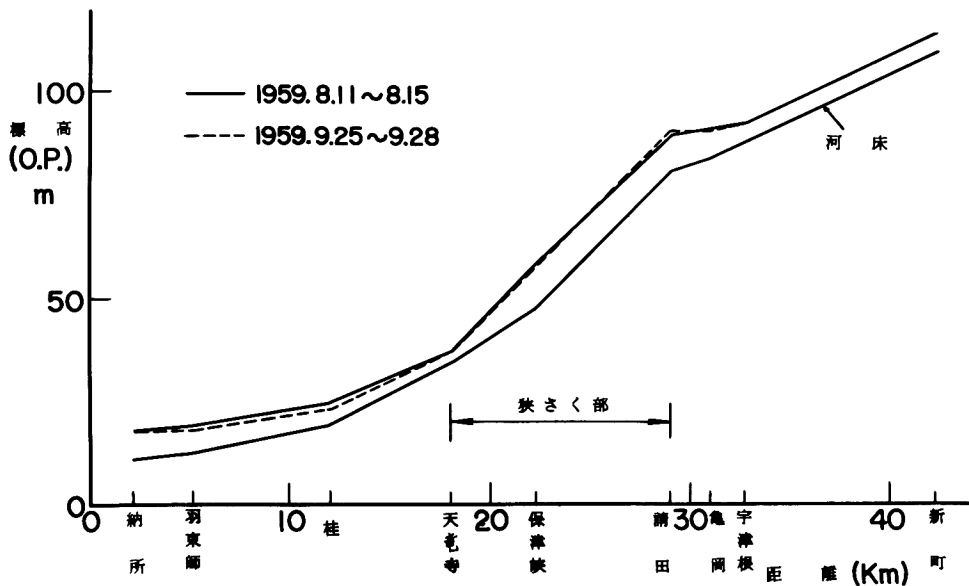
図-1.11 石狩川における洪水波頂の伝播
(奈井江～江別間49.8km)

常に小さくなることを示している。

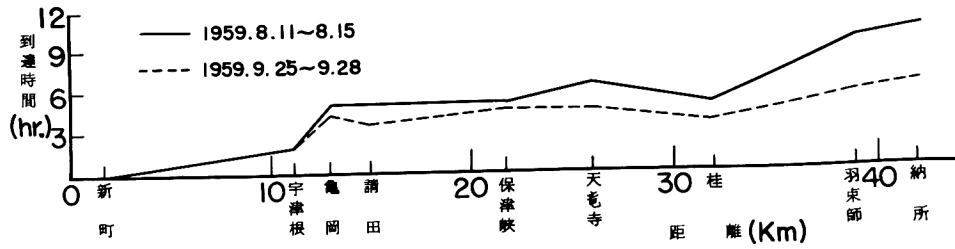
このように河道の貯留効果は伝播速度を遅らせるとともに、ピーク流量の逓減量を大きくする効果を持っており、鬼怒川ではこの流量逓減効果が大きく、河道改修計画においても、川島地先より上流で計画高水流量 $4,000\text{ m}^3/\text{s}$ 、下流で $3,300\text{ m}^3/\text{s}$ と下流の最大流量の方を小さくとしているほどである。実際に河道貯留の効果が一樣断面の河道とくらべて、どの程度の影響を持っているかを検討された例はないが、玉井¹⁰⁾は河道の屈曲および幅の変化が著しい木津川では、一樣河道と考えれば、こう配が急で逓減量は小さいはずであるのに、加茂～八幡の $2.8.6\text{ km}$ 間で最大流量の約 6.5% にも達している場合のあることを指摘し、不規則な河道幅を持つ河道の貯留効果が重要であることを述べている。

(4) 狭さく部における洪水流

一般に盆地を流れる河川は、その出口で狭さく部となっている場合が多く、狭さく部が洪水流下に対するネックとなって、盆地内ではしばしば浸水にみまわれる。狭さく部の上流側ではこのような水の貯留の効果のみではなく、洪水が運んできた土砂をそこに堆積し、河床の上昇をもたらして、さらに浸水の危険を増大させる作用をする。狭さく部上流の貯留効果によって、洪水流量は減少するが、その量について玉井¹⁰⁾は1953年13号台風による桂川の洪水で桂地先の最大流量は $2,430\text{ m}^3/\text{s}$ であったが、亀岡盆地への流入量は $3,000\text{ m}^3/\text{s}$ であり、保津峡の狭さく部の影響によって $570\text{ m}^3/\text{s}$ の低減があったことを述べている。このような流量の低減がどのような機構で起るかを調べるために、桂川での洪水の最大水位の縦断面を示せば、¹¹⁾ 図一 1.12 のように、狭さく部の流入口である請田地先よりも上流でのせき上げ状態が認められる。また、水位ピークの伝播の状況は図一 1.13 のように、狭さく部上流で非常に遅くなる領域と非常に速くなる領域があり、狭さく部では非常に速い。このような傾向は貯水池での洪水流の特



図一 1.12 桂川洪水の最大水位縦断面図



図－ 1.13 桂川洪水の最大水位の伝播

性と類似しており、貯水池での洪水流の特性を明らかにすることができれば、同様に考えて解析できるものと考えられる。

(5) 合流点における洪水流⁶⁾

合流点におけるピーク流量の変化について、米田¹²⁾は淀川の三川合流地点について、木津川が主出水であった1943年7月洪水で、桂川の桂地先における最大流量は $280 \text{ m}^3/\text{s}$ であったが、下流の合流点近傍の羽束師量水点での最大流量が $640 \text{ m}^3/\text{s}$ となっており、羽束師流量には鴨川流量が加算されるので、それを考慮に入れて推定しても、桂川の個有流量は $380 \text{ m}^3/\text{s}$ にしかならず、木津川出水による桂川への背水貯留量が一時に流出した結果最大流量が増大したものと推定し、合流点における両川の洪水の相互効果が決して無視できないことを指摘している。実際に、やはり木津川洪水流量の大きい1959年9月出水について、淀川三川の水位～時間曲線を示すと図－1.14のようになって、合流点では桂川および宇治川の水位が木津川の影響を受けて、ほぼ同一位相、同一標高で変動していることが知られる。とくに、宇治川では個有流量が非常に少なく、宇治での水位変化はわずかであるのに、隠元橋地点よりも下流では変動量が大きく、しかも、水位ピーク近傍では縦断的に水面こう配はほとんどなく、木津川出水に対する遊水池的役割を演じていることがわかる。

同様に、図－1.15および図－1.16は鬼怒川における1958年台風21号および1959年台風7号による各観測地点の水位～時間曲線を示したものである。図には鬼怒川と利根川の合流点直上流の利根川本川目吹量水標における水位～時間曲線も同時に示している。利根川の流量が大きいので鬼怒川の合流点上流の大木、新宿などでは利根川の水位波形の影響を顕著に受けていることがわかる。このような影響を受ける結果、両川の出水の規模および出水時差によって洪水流の挙動が大きく変化する。例えば、両洪水について、水位ピークの各観測点への到達時刻を比較すると図－1.17のようになり、台風7号については、観測点の少ないという問題点はあるが、とくに台風21号について新宿から合流点までの間で水位ピークの到達時間が大きく遅れている。これは明らかに利根川のピークの生起時刻が鬼怒川出水よりも遅れているためであって、背水の影響による貯留が起っていることを示している。

一方、台風7号による洪水は規模が21号に比して大きく、利根川本川の洪水波はわずかに二山洪水の様子を示している。そして、最初のピークの生起時刻は水海道でのピーク生起時刻よりも早く、2番目の

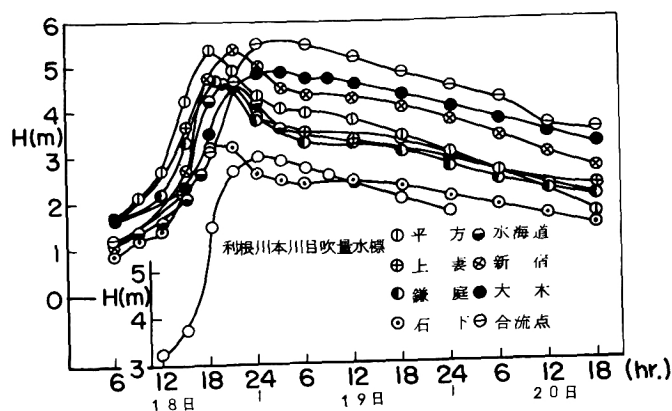


図-1.15 1958年台風21号による鬼怒川洪水の水位～時間曲線

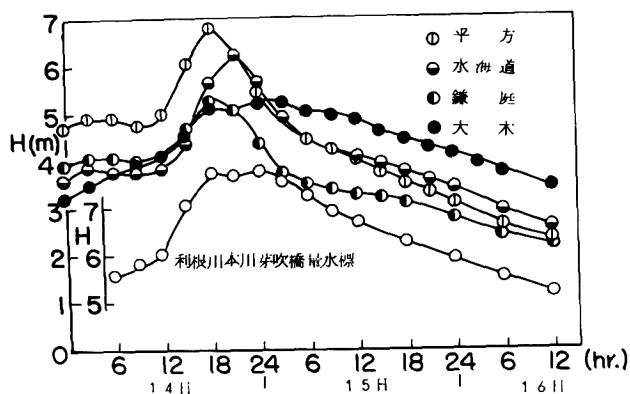


図-1.16 1959年台風7号による鬼怒川洪水の水位～時間曲線

ピークは遅い。したがって、一番目のピーク通過後にやってきた鬼怒川洪水に対しては、貯留効果は顕著にならないものと考えられ、かえって先に貯留されていた分までが流出してピーク流量の増加をきたすようなことも予想される。図-1.18は両洪水におけるピーク流量の変化を示したものであるが、21号台風による洪水では流量減減が著しく、7号台風による洪水では合流点近傍でかえって流量が増大している傾向が認められる。このような事実は、観測精度の問題はあるが、先の推定の結果を保証しているものと考えられる。このように、合流点における洪水流の挙動は、本川と支川における洪水の相対的規模と合流時差さらには合流点の河道形状などが複雑に関係し、一般的議論が困難であることを予想させるが、とくに合流点における貯留効果が重要な役割を演ずるものと考えられるので、この点を中心とした研究が行なわれることが望ましい。

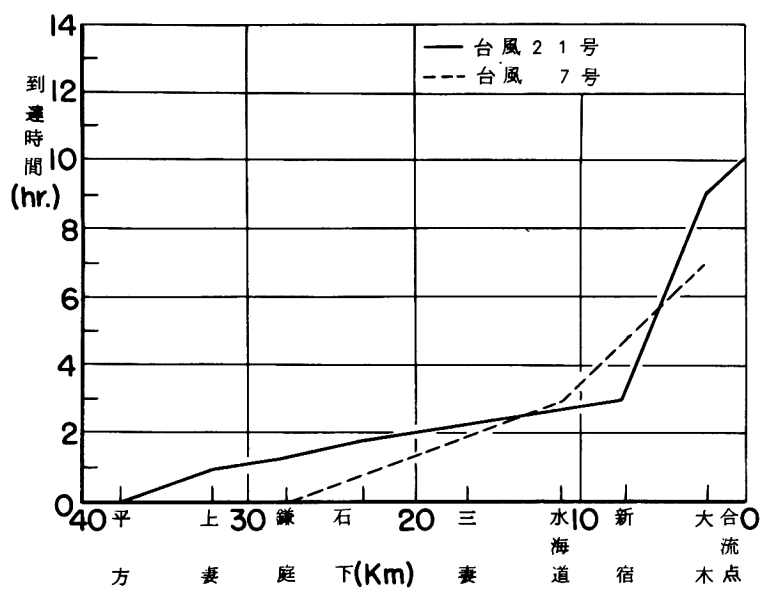


図 - 1.17 水位ピークの伝播

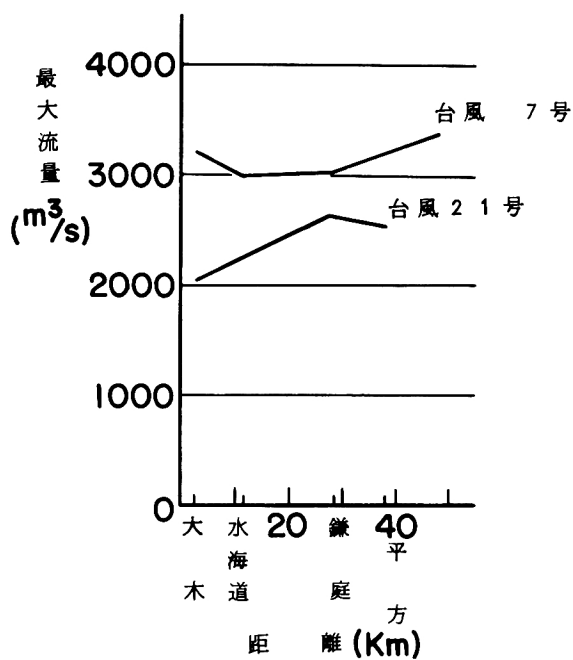


図 - 1.18 鬼怒川洪水の流量通減

第 4 節 結 語

本章では、実際の河道において洪水流の挙動が複雑であるのは、河道内に各種スケールの変動が混在し、それらの変動と洪水流とが相互干渉する結果であるので、洪水流の特性解明にはそれに影響を与えるようなスケールを抽出し、それぞれのスケールの境界条件のもとにおける挙動を分析することが重要であると考へ、若干の考察を加えた。得られた結果を要約して結語とする。

1. 河道の変動スケールは一般にマクロ、メソおよびミクロの3スケールに分類できるが、洪水流の伝播特性に重大な変化を与えるのは、マクロおよびメソスケールであり、具体的には分合流、河道幅および河床こう配の急変、流路の屈曲、大規模構造物、河道幅の不規則変化、河道内の各種の砂州および複断面水路などであり、水理的には下流側水路の変化条件、河道幅の変化条件、合流点の条件および断面形の条件のように大別される。
2. 一様な長方形断面河道での洪水流の伝播速度は Kleitz-Seddon の法則に従がう。
3. 一様な河道でも複断面形のような複雑な河道では、単断面長方形として考えた Kleitz-Seddon の式は成立しない。
4. 一様な水路を流下する洪水では上昇期の波形が流下にとまってあまり変化しない場合が多い。これは洪水流の逓減特性に関連して重要であるが、波先とピークの伝播についての詳細な研究を必要とする。
5. 貯水池内の洪水流は水位変動がほとんど水平で、伝播速度が非常に速い領域と、上昇期には水面こう配が比較的大きいが、下降期にはほぼ水平となるような領域に分類して議論するのが便利である。
6. 貯水池内で水面変動がほぼ水平になる領域の長さはダム放流条件と流入洪水の性質によって変化し、ダム地点の水位がほとんど一定である場合にはこのような領域はほとんどなく、水位ピークは下流側に先に生起するような傾向もみられる。
7. 断面幅が不規則に変化する河道では、一様断面と考へて Kleitz-Seddon 式を用いてもあてはまらず、河道の貯留効果が伝播速度を遅くする。
8. 急激な断面狭さく部はそれより下流に対して貯水池と類似の作用をする。
9. 合流点では合流時差による貯留効果が重要であつて、それによって最大流量の増減や伝播速度が支配される。

参 考 文 献

- 1) 村本嘉雄：河道形態と災害，水災害の科学，第6章，技報堂，1971，pp.492～506．
- 2) 高橋 保：不規則断面水路の洪水流(2)，京大防災研究所年報，第14号B，1971，pp.231～238．
- 3) 近畿地方建設局河川計画課：淀川低水路計画資料，No.3，1965
- 4) 吉川秀夫：洪水流について，土木研究，第1輯，鹿鳴出版社，1948，pp.61～78．
- 5) 関東地方建設局：高水報告書，昭和33年9月高水（台風第21号，22号），1959

- 6) 高橋 保： 洪水流に関する実験的研究，京大修士論文， 1965
- 7) 伊藤 剛： 河道に設けた貯水池の水理，土木試験所報告，第 4 6 号， 1939， pp.49 ～ 63 .
- 8) Wilkinson, J.H. : Translatory waves in natural channels, Papers A.S.C.E.,
1944， pp.853 ～ 875
- 9) 村木義男： 洪水波伝播特性の研究，北海道土木試験所報告，第 3 1 号， 1962， pp. 47 ～ 70.
- 10) 玉井正彰： 淀川の河川計画と水管理の研究，学位論文， 1960.
- 11) 近畿地方建設局： 淀川・大和川の洪水資料， 1960.
- 12) 米田正文： 淀川計画高水論，学位論文， 1953 .

第 2 章 一様な河道における洪水流の特性に関する研究

第 1 節 概 説

洪水流に対する水理学的解析は、従来主として半無限一様河道を流下する場合を対象として行なわれてきた。これは、いわゆる開水路水流の一次元解析法による基礎方程式が、一様な緩こう配水路において、流れの時間的および場所的变化があまり急激でないという条件下では、比較的取り扱いやすく、種々の適切な近似法によって、解析可能となるためと考えられる。したがって、このような場合に対する理論はほぼ完成の域に近づいており、断面形状が必ずしも一様でない実際の河川においても、粗度を適当に評価することによって、一様河道としての取り扱いが許される場合も多く、その理論的成果は洪水現象を理解する上に、高く評価されるべきものである。

さて、洪水流の水理学的な解析は、断面の平均流に対する一次元の運動方程式と連続式とを連立に解くことによって行なわれるべきであるが、方程式は2階非線形双曲線型偏微分方程式であって、厳密な解析が困難であることと、非定常流の抵抗と定常流のそれとの相違が明確でないことの二点に障害が存在している。第1の障害に対しては現象の近似化によって微小項の省略を行ない、第2の障害に対しては、非定常流の抵抗が定常流のものと同様であると仮定して、従来解析が行なわれているが、そのうちで最も簡単なものは、単に流量と水深とが一価関数の関係にあることだけを仮定して、連続方程式のみを用いるものである。その結果は Kleitz - Seddon の法則¹⁾と呼ばれるものである。Lighthill および Whitham²⁾ は、この場合のように伝播特性が一階偏微分方程式の特性帯理論によって記述されるような波動現象を、とくに “kinematic wave” と名づけ、加速度項が重要な役割をはたす一般の “dynamic wave” と区別して、その一般理論を展開し、加速度項の影響による修正を加えて、洪水流がこの理論でよく説明できることを指摘している。流量と水深との間に一価関数の関係があると仮定することは、一様河道においては運動方程式として等流の式を用いたのと同様の意味を持つが、等流の運動方程式は基礎になる運動方程式において、加速度項、慣性項、水面こう配の項をすべて省略したものである。洪水期間中の水面こう配は河床こう配に比較して無視できない程度に変化する場合も多いことから、この項を考慮に入れた解析が、Forchheimer³⁾、速水⁴⁾ および矢野⁵⁾ らによって行なわれている。速水はさらに河川の流れは河道という拘束条件に対応する乱れの場合の現象であると考え、河道あるいは流れ自身の持つ不規則性に基づいて発生する大規模な渦の拡散・混合によっても、水塊が輸送されるとして、流水の連続式に対して拡散項を考慮している。この考え方は河川流の本質をついているものと考えられ、河川の洪水流は輸送項の示す “kinematic wave” としての特性と拡散特性とが複雑に関連した現象であると考えられる。とくに拡散特性は不規則な河道の河相をあらわす指標とも考えられる⁶⁾ が、現在の所、拡散係数を河道特性から定量的に評価することは困難であり、また、一様河道においては渦拡散の効果はそれほど大きくはないであろうし、運動方程式に対して大規模速度変動の効果を考慮に入れることができないという不合理な点も

あるので、本章では一応これを見捨てて取り扱うことにする。

一方、林⁷⁾は洪水波頂付近のみに議論をかぎるならば、加速度項、慣性項を見捨てることなく、逐次近似法によって解けることを見出し、伝播速度に対しては Kleitz - Seddon の法則がよく適合することを示すとともに、伝播に伴う波頂の逓減特性を明らかにした。しかし、数学的理論の展開において、波頂の曲率から求められる無次元量に対する摂動解を得ているので、波形全体の追跡ができず、場所的に変化する波頂曲率があらかじめわかっていない実際の場合に対して逓減量を計算することができない欠点がある。波形全体の追跡を可能にするという点では、第1近似としては加速度項と慣性項を見捨てた運動方程式を使い、これから第2近似として加速度項と慣性項を計算する田中⁸⁾のいわゆる擬定流法がある。

さらに、以上のような理論の他に、加速度項および慣性項を入れたままで、初期定常水深にくらべて変動水深が小さいとして基礎方程式を線型化して解析するものがあり、先に述べた Lighthill らの研究も加速度項の効果を入れる場合にはこのようにしている。このような取り扱いが洪水特性の説明にある程度の成功を収めたが、初期水深にくらべて変動水深の大きい一般の洪水流の現象を説明するには物理的に矛盾があるものと言わなければならない、また非線型効果について議論できない欠点を有する。

上述のように、波動特性と拡散特性とを同時にもった洪水流の特質は、一様な河道において、水位ピーク、流量ピークなどの伝播速度や逓減特性など種々の角度から検討が加えられ、多くの特性が明らかとなってきた。しかし、それにもかかわらず、波形全体の変化など、その全貌を総合的に説明するには、なお不十分であるので、本章ではこの点に主眼を置いて理論を展開し、実験的検証を行なう。すなわち、第2節では一次元解析法における基礎方程式について、水位変化速度に着目した無次元指標を導入し、この指標 λ が、いわゆるサン・ブナン式によってあらわされる一次元非定常流の特性を分類する性質を持っていることを述べ、第3節では λ の値によって分類される流れのそれぞれについて理論的検討を加えて、段波の生成条件と段波の特性、さらに洪水流の " kinematic wave " としての特性を明確にする。また、第4節では長大水路における実験によって洪水流の特性をとらえる。

なお、本章における研究の結果は、次章以下の各種の境界条件、河道条件下の洪水流の特性を記述する際の比較の基準を与えるものである。

第 2 節 基礎方程式および不定流の特性分類指標 λ ^{10), 11)}

(1) 基礎方程式

流体運動の一形式である開水路非定常流は厳密には3次元のエネルギー方程式および連続式によって解析されなければならないが、水理学あるいは河川工学においてはむしろ巨視的な運動機構が問題となる場合が多く、いわゆる一次元解析法がとられる。Navier - Stokes の運動方程式において、鉛直および横断方向の加速度を流下方向の加速度に対して省略し、流れは主流方向にのみ存在するものとして、圧力の静水圧分布を仮定し、かつ乱れの影響を見捨てれば、比較的幅の広い水路においては、横断方向の流入流出を考慮しない場合、

$$\frac{\beta}{g} \frac{\partial V}{\partial t} + \alpha \frac{V}{g} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial x} = i - \frac{n^2 V^2}{R^{4/3}} \quad \dots\dots\dots (2.1)$$

が成立する。⁹⁾ここに、 V ：断面平均流速、 H ：水深、 i ：河床こう配、 n ：Manningの粗度係数、 R ：径深、 g ：重力加速度、 t ：時間、 x ：距離（流下方向 $x > 0$ ）、 α, β ：係数、である。

一方、連続方程式は

$$\frac{\partial A}{\partial t} + \frac{\partial Q'}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.2)$$

である。ここに、 A ：流水断面積、 Q' ：流量、である。

非定常流において、 α および β の値がどのような値をとるか、それが断面形や平面形状によってどのように変化するかということ、さらに、洪水中に粗度係数がどのように変化するかなどについてはほとんど不明であり、ここでは定常流に対するものと顕著な差はないものと仮定し、 $\alpha \div \beta \div 1$ で、 n の値も一定値であるとする。

さて、これらの方程式(2.1)および(2.2)が代表する開水路流れの物理的性質を明確にすることが本節および次節の目的である。電子計算機を用いて数値計算を進める場合にも、対象としている現象に対して、これらの式が十分にその性質を代表しているかどうかをあらかじめ検証しておくことが肝要であろう。

(2) 不定流の特性分類指標 λ

林⁷⁾は一様水路における洪水波を理論的に解析するにあたって、波頂における水位変動加速度と重力加速度との比によって特性が変化すると考えて、Saint-Venant式に無次元量 $\sigma (= \sqrt{-\ddot{F}(0)}/gi)$ 、ただし、 $\ddot{F}(0)$ は水位時間曲線のピークにおける曲率である。)を導入し、 $\sigma \ll 1$ に対して、波頂付近で σ に対する摂動解を求め、その解が実際の洪水波の逓減特性をよく説明することを見出した。また、 $\sigma \gg 1$ の場合には長波をあらわすとしている。このように、 σ は流れの特性をあらわす一つの指標であると考えられるが、 σ の値の変化とともに流れがどのように特性を変えて行くかというようなことはあまり明確ではない。また、 $\sigma \ll 1$ の場合に対しても、議論が波頂付近にかぎられているので、洪水ハイドログラフ全体の特性追跡ができず、実際には各場所での $\ddot{F}(0)$ の値はあらかじめわかっていないので、純理論的に波高の逓減状態を求めることができない。

著者は以上のような点にかんがみ、波形の伝播と変形に対しては一次的にはむしろ水位の時間的变化率が重要であると考え、そのようなことを反映する線型変換を採用して基礎方程式の無次元表示を試みることにする。

広幅長方形一様断面について考えることにし、単位幅流量を Q と書くことにすれば、(2.1)式および(2.2)式はそれぞれ、

$$i - \left(1 - \frac{Q^2}{gH^3}\right) \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{gH} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{2Q}{gH^2} \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{n^2 Q^2}{H^{5/3}} \quad \dots\dots\dots (2.3)$$

$$\frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.4)$$

となる。いま、上流端 $x=0$ において、図-2.1 のような水位時間曲線が与えられたとき、(2.3) および (2.4) 式に対して、

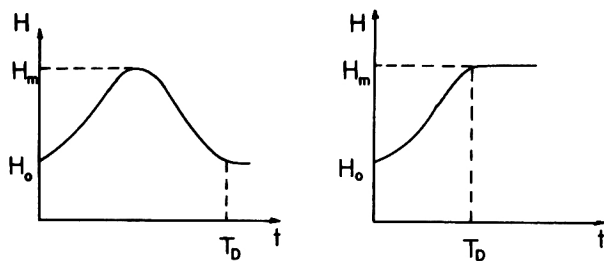


図-2.1 $x=0$ の点における $H \sim t$ 曲線の模式図

$$\left. \begin{aligned} H &= H_m h \\ Q &= \sqrt{gH_m^3} q \\ t &= \left(\frac{H_m}{H_m - H_0} \right) T_D \tau \\ x &= \sqrt{gH_m^3} \left(\frac{1}{H_m - H_0} \right) T_D \xi \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.5)$$

のような変換を行なう。ただし、式中の記号は図-2.1 に示したように、 T_D ：上流端の水位変化の継続時間、 H_m ：最大水深、 H_0 ：初期定常水深であり、 h, q, τ および ξ はそれぞれ H, Q, t および x の無次元量である。

変換の結果は

$$\left(1 - \frac{1}{F_r^2} \frac{q^2}{h^{5/3}}\right) = \left\{ \left(1 - \frac{q^2}{h^3}\right) \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{1}{h} \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{2q}{h^2} \frac{\partial q}{\partial \xi} \right\} \lambda \quad \dots\dots\dots (2.6)$$

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} + \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.7)$$

となる。ここに、

$$F_r^2 = \frac{H_m^{1/3} i}{n^2 g} \dots\dots\dots (2.8)$$

および

$$\lambda = \frac{H_m - H_0}{i \sqrt{g H_m} T_D} \dots\dots\dots (2.9)$$

であり、(2.8)式は最大水深に対するフルード数の2乗を示し、 λ はここに新しく導入された無次元量である。

図-2.1より明らかなように、 $(H_m - H_0)/T_D$ は水位変化速度のオーダーの値を持っており、 $i \sqrt{g H_m}$ は最大水深に対応する長波の伝播速度の鉛直成分である。そして、その比 λ の値は、不定流の物理的性質を左右するものと考えられ、一般の洪水流では λ は1にくらべて十分に小さい値を持っている。一方、段波状の波あるいは水位変化速度の大きい水面の微小擾乱では λ は非常に大きい値を持つことになる。以下、 λ によって基礎方程式の示す挙動がどのように変化するか考察を加えることにしよう。

λ がある値を越えると、波先で shock wave を形成することになるであろうが、波先での水波の挙動については、すでに Lighthill および Whitham²⁾や Stoker¹²⁾の研究がある。ここでも前者の方法と同様の方法に従って考えることにする。

いま、

$$\left. \begin{aligned} X &= \tau \\ Y &= (v_0 + c_0) \tau - \xi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.10)$$

のような変数変換を行なう。ここに、 v_0 および c_0 はそれぞれ初期定常流(基底流)に対する平均流速および長波の伝播速度の無次元表示であり、

$$v_0 = \frac{H_0^{2/3} i^{1/2}}{n \sqrt{g H_m}} \dots\dots\dots (2.11)$$

$$c_0 = \sqrt{\frac{H_0}{H_m}} \dots\dots\dots (2.12)$$

で与えられる。

運動方程式(2.6)を(2.10)式によって変数変換すると、

$$\begin{aligned} \left(1 - \frac{1}{F_r^2} \frac{v^2}{h^{1/3}}\right) = & \left\{ \left(-1 - \frac{v^2}{h} + \frac{v v_0 + v c_0}{h}\right) \frac{\partial h}{\partial Y} + \frac{v}{h} \frac{\partial h}{\partial X} + \frac{\partial v}{\partial X} \right. \\ & \left. + (v_0 + c_0 - 2v) \frac{\partial v}{\partial Y} \right\} \lambda \dots\dots\dots (2.13) \end{aligned}$$

であり、同様に連続式(2.7)を変数変換すると

$$\frac{\partial h}{\partial X} + (v_0 + c_0) \frac{\partial h}{\partial Y} - v \frac{\partial h}{\partial Y} - h \frac{\partial v}{\partial Y} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.14)$$

となる。ここで、 v および h を Y のべき乗に展開して、

$$\left. \begin{aligned} v &= v_0 + v_1(X) Y + v_2(X) Y^2 + \dots\dots\dots \\ h &= h_0 + h_1(X) Y + h_2(X) Y^2 + \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.15)$$

のように書き、 Y の1乗の項まで考慮する。 Y の0次と1次の項に対して別個に運動方程式および連続式が成立するものとすれば、 Y の0次の項より

$$h_1 = v_1 c_0 \quad \dots\dots\dots (2.16)$$

1次の項より

$$\frac{dh_1}{d\tau} = \frac{1}{h_0^{1/2}} \left\{ \frac{3}{2} h_1^2 - \frac{1}{\lambda F_r^2} \frac{f_0}{h_0^{1/3}} \left(1 - \frac{2}{3} f_0 \right) h_1 \right\} \quad \dots\dots\dots (2.17)$$

が得られる。ただし、 f_0 は基底流に対するフルード数である。(2.17)式において、常に $dh_1/d\tau > 0$ となる場合には、 $h_1(\tau)$ は時間の経過とともに単調に増加し、ついには bore が形成されることになる。そして、この条件が成立するのは、

$$h_1(\tau) > \frac{2}{3 \lambda F_r^2} \frac{f_0}{h_0^{1/3}} \left(1 - \frac{2}{3} f_0 \right) \quad \dots\dots\dots (2.18)$$

の場合であり、いま単斜上昇波を対象とすれば、波先における河床こう配となす角を θ とすると、

$$\theta = \lambda i h_1(\tau) \quad \dots\dots\dots (2.19)$$

であるから、これを(2.18)式に用いると、

$$1 > \frac{2 i}{3 \theta F_r^2} \frac{f_0}{h_0^{1/3}} \left(1 - \frac{2}{3} f_0 \right) \quad \dots\dots\dots (2.20)$$

となる。一方、水深 H_0 に対する平均流速を V_0 とすれば、

$$\theta \approx \frac{(\partial H / \partial t)_{front}}{V_0 + \sqrt{g H_0}} \quad \dots\dots\dots (2.21)$$

であるから、これを(2.20)式に用いて次元をもとに戻すと、

$$\left(\frac{\partial H}{\partial t}\right)_{front} > \frac{2}{3} n^2 g^{\frac{1}{2}} H_0^{\frac{1}{6}} (1 + F_0) \left(1 - \frac{2}{3} F_0\right) F_0 \quad \dots\dots\dots (2.22)$$

となり, $H_m = \alpha H_0 \quad \dots\dots\dots (2.23)$

とすれば,

$$\lambda > \frac{2}{3} \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{F_0} (1 + F_0) \left(1 - \frac{2}{3} F_0\right) \quad \dots\dots\dots (2.24)$$

として, 波先での段波の生起条件を書くことができる。ただし, F_0 は基底流に対するフルード数で

$$F_0 = i^{\frac{1}{2}} H_0^{\frac{1}{6}} / g^{\frac{1}{2}} n \quad \dots\dots\dots (2.25)$$

である。一方,

$$\lambda = \frac{n^3 g}{i^{\frac{2}{5}} T_D} \alpha^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{1}{\alpha}\right) F_0^3 \quad \dots\dots\dots (2.26)$$

であるから, 段波を生起すべき F_0 あるいは λ の値を図解法によって求めることができる。

図-2.2 は (2.24) 式の右辺を $f(F_0)$ として, F_0 と $f(F_0)$ あるいは F_0 と λ の値を α の値をパラメーターとして図示したもので, この曲線群の交点によって段波生起の限界値を求めることができるわけである。なお, $\alpha = 1$ は定常等流に対する場合を示しており, λ 曲線は F_0 軸に一致するが, 図からも明らかなように, $F_0 > 3/2$ のとき流れに与えられた微小擾乱が発達し, 流れは不安定となる。この結果は先に Keulegan および Patterson¹³⁾ が求めたものと同じである。また, (2.26) 式でも明らかなように, 水路こう配および水位変化の継続時間が大きいほど大きな F_0 の値で段波が発生し, 水路粗度が大きいほど小さな F_0 で段波が発生する。また, (2.24) の条件式は, (2.26) 式を使えば

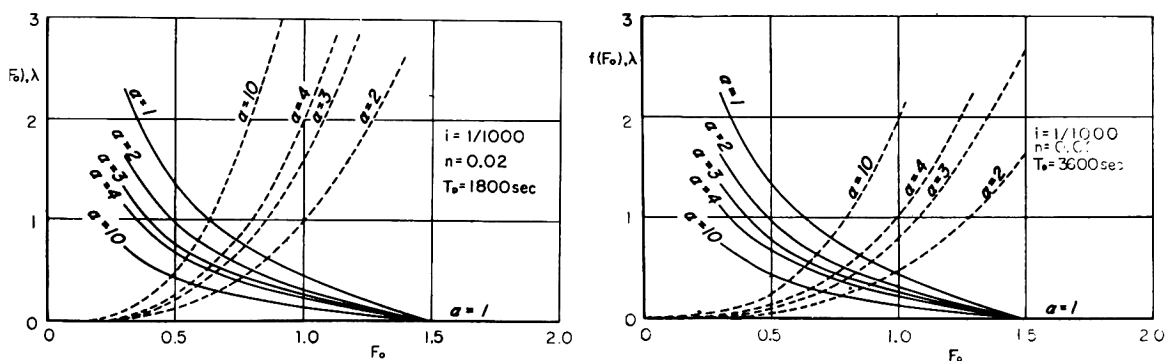


図-2.2 段波発生に対する λ と F_0 の限界値の例

$$\frac{\alpha-1}{T_D} > \frac{2i^{5/2}}{3n^3g} \frac{1}{F_0^4} (1+F_0) \left(1-\frac{2}{3}F_0\right) \dots\dots\dots (2.27)$$

のようになり、右辺は水路条件と流れの初期条件で定まる量であり、左辺は上流端の水位時間曲線の形状によって定まる量である。したがって、(2.27)式より段波を生起すべき、水位～時間曲線の大体の形状を推定することができる。

一方、(2.24)式が成立しない場合には、 $dh_1/d\tau < 0$ であり、波先の水面となす角 θ は伝播とともに逓減する。このような場合、(2.17)式は容易に解けて、

$$h_1(\tau) = \frac{\frac{2}{3\lambda F_r^2 h_0^{1/3}} h_1(0) e^{-B\tau} f_0 \left(1 - \frac{2}{3} f_0\right)}{\frac{2f_0}{3\lambda F_r^2 h_0^{1/3}} \left(1 - \frac{2}{3} f_0\right) - h_1(0) \left(1 - e^{-B\tau}\right)} \dots\dots\dots (2.28)$$

となる。ここに、

$$B = \frac{1}{2\lambda F_r^2 h_0^{5/6}} f_0 \left(1 - \frac{2}{3} f_0\right) \dots\dots\dots (2.29)$$

である。これより、 $h_1(\tau)$ は指数関数的に逓減することがわかるが、いま考えているのが、

$$h_1(\tau) < \frac{2}{3\lambda F_r^2} \frac{f_0}{h_0^{1/3}} \left(1 - \frac{2}{3} f_0\right) \dots\dots\dots (2.30)$$

の場合であることを考慮すれば、

$$h_1(\tau) \approx h_1(0) e^{-B\tau} \dots\dots\dots (2.31)$$

となる。したがって、長波の伝播速度で伝わる理論的な波先は指数関数的に減衰し、実際に観測可能なような波先はもっと遅い速度で伝わることをわかる。このような結果は Stoker¹²⁾が Ohio 河を対象として計算して示したことと一致しており、従来言われていたような洪水波が減衰するのは波先が非常に速く伝播するのに対して、波頂が遅く伝播するために、次第に前方に向かって扁平化することによって起るという説明¹⁴⁾に対する理論的反証となっている。

つぎに、水位が時間的に降下して行くような波形の終末部分の伝播について考える。水位上昇部の波先は前進特性曲線に沿って流下するから(2.10)式のような変数変換をとって考えたが、波の終端部は後退特性曲線に沿って遡上あるいは流下するから、変数変換としては、

$$\left. \begin{aligned} X' &= \tau \\ Y' &= (v_0 - c_0) \tau - \xi \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.32)$$

のようなものを考える。以下先端部と同様の解析を行なえば

$$\frac{dh_1}{d\tau} = -\frac{1}{h_0^{1/2}} \left\{ \frac{3}{2} h_1^2 + \frac{1}{\lambda F_r^2 h_0^{1/3}} f_0 \left(1 + \frac{2}{3} f_0 \right) h_1 \right\} \dots\dots\dots (2.33)$$

を得る。 $h_1 > 0$ のとき、 $dh_1/d\tau < 0$ であるから h_1 は伝播とともに常に減衰することになる。なお、(2.33) 式は容易に解けて、

$$h_1(\tau) = \frac{h_1(0) e^{-B'\tau} f_0 \left(1 + \frac{2}{3} f_0 \right)}{\frac{3}{2} \lambda F_r^2 h_0^{1/3} h_1(0) (1 - e^{-B'\tau}) + f_0 \left(1 + \frac{2}{3} f_0 \right)} \dots\dots\dots (2.34)$$

となる。ただし、

$$B' = \frac{1}{2 \lambda F_r^2 h_0^{5/6}} f_0 \left(1 + \frac{2}{3} f_0 \right) \dots\dots\dots (2.35)$$

である。前述の場合と同様に (2.30) 式が成立するものとすれば、

$$h_1(\tau) \approx h_1(0) e^{-B'\tau} \dots\dots\dots (2.36)$$

となり、常に指数関数的に減衰する解が得られる。

以上のように、ここに導入した λ によって段波への遷移条件を明らかにすることができ、この条件を満足する λ の値をはきんで、Saint-Venant 式の示す現象が異なることが明らかとなったので、以下では λ のとる値の範囲によって起る現象を分類し、それぞれの理論的解析を試みることにする。

第 3 節 開水路非定常流の理論的解析^{10), 11)}

(1) 段 波 ($\lambda \gg 1$)

図-2.2 からわかるように、基底流に対するフルード数 F_0 が比較的大きい通常の水路条件下においては、 $\lambda \gg 1$ で段波を形成すると考えてよいであろう。この場合の基礎方程式は (2.6) 式において、左辺の摩擦項は 1 のオーダーの値を持っているから、左辺全体が λ に比して無視できる程度となり、

$$\left(1 - \frac{q^2}{h^3} \right) \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{1}{h} \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{2q}{h^2} \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0 \dots\dots\dots (2.37)$$

と連続式 (2.7) とになる。これは基礎方程式 (2.3) において摩擦こう配項と水路こう配項が等しいと

置いた場合に相当し、いわゆる dynamic wave を表わしている。

流速が水深の一価関数であると仮定する場合は Saint-Venant¹⁵⁾が取り扱った波となり、波の伝播速度 ω は次元を元に戻して、

$$\omega = V_0 \pm 3 \sqrt{gH} \mp 2 \sqrt{gH_0} \quad \dots\dots\dots (2.38)$$

で与えられるが、波形は h について非線型であり解くことができない。

波高が基底水深にくらべて十分に小さいような微小変動を考えると、(2.37) および (2.7) 式は線型化されて

$$\left(1 - \frac{q_0^2}{h_0^3}\right) \frac{\partial^2 h}{\partial \xi^2} - \frac{1}{h_0} \frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} - \frac{2q_0}{h_0^2} \frac{\partial^2 h}{\partial \xi \partial \tau} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.39)$$

となる。これは任意の初期条件と境界条件下において解けるが、前提となっている λ が 1 より十分に大きいという条件はこの場合、 T_D が非常に小さくなることによって満足されるので、与えるべき境界および初期条件は、ユニットステップの変動を考えて、

$$\left. \begin{aligned} h(0, \tau) &= f(\tau) = 1, & \tau > 0 \text{ のとき} \\ &= 0, & \tau \leq 0 \text{ のとき} \\ h(\xi, 0) &= 0 \\ h_\tau(\xi, 0) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.40)$$

である。いま、条件 (2.40) のもとで (2.39) 式を解くかわりに、境界条件

$$\left. \begin{aligned} h(0, \tau) &= f_2(\tau) = \tau^2/2, & \tau > 0 \text{ のとき} \\ &= 0, & \tau \leq 0 \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.41)$$

を満足する解を求めると

$$U_2(\xi, \tau) = \frac{1}{2\omega^2} (\xi - \omega\tau)^2 \quad \dots\dots\dots (2.42)$$

となる。ただし、

$$\omega = u_0 + \sqrt{h_0} \quad \dots\dots\dots (2.43)$$

である。したがって、

$$U_1(\xi, \tau) = \frac{\partial U_2}{\partial \tau} = -\frac{1}{\omega} (\xi - \omega\tau) \quad \dots\dots\dots (2.44)$$

は境界条件

$$\left. \begin{aligned} f_1(\tau) = U_1(0, \tau) &= \tau, & \tau > 0 \text{ のとき} \\ &= 0, & \tau \leq 0 \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.45)$$

を満足する解であり、さらに

$$U(\xi, \tau) = \frac{\partial U_1}{\partial \tau} = 1 \dots\dots\dots (2.46)$$

は境界条件

$$\left. \begin{aligned} f(\tau) = U(0, \tau) &= 1, & \tau > 0 \text{ のとき} \\ &= 0, & \tau \leq 0 \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.47)$$

を満足する解であることがわかるので、条件(2.40)を満足する方程式(2.39)の解はDu-Hammelの定理より

$$h(\xi, \tau) = \frac{\partial}{\partial \tau} \int_0^\tau U(\xi, \tau - t) f(t) dt \dots\dots\dots (2.48)$$

すなわち、

$$\left. \begin{aligned} h(\xi, \tau) &= 1, & \tau > 0 \text{ のとき} \\ &= 0, & \tau \leq 0 \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.49)$$

として求まる。この解はユニットグラフに相当するステップを持つ理想段波を示しており、その伝播速度は(2.43)式で与えられる。(2.43)式は次元を元に戻せば

$$Q = V_0 + \sqrt{gH_0} \dots\dots\dots (2.50)$$

である。

(2) 洪水波 ($\lambda \ll 1$)

波高が基底水深にくらべてかなり大きい場合を考えると、 λ が1にくらべて十分に小さいとき、図-2.2からもわかるように、波先で shock wave を形成することはないと考えてよい。このような場合、前節の考察でも明らかなように、長波の速度で伝播する波先は伝播とともに指数関数的に減衰するが、それに続く波の主要部分はいわゆる kinematic wave として伝播する。これは一般に洪水波あるいは洪水流と呼ばれているものである。

さて、このような場合に対しては基礎方程式(2.6)および(2.7)の λ に関する摂動解を求めることができる。すなわち、

$$\left. \begin{aligned} h &= h_0(\xi, \tau) + h_1(\xi, \tau)\lambda + h_2(\xi, \tau)\lambda^2 + \dots \\ q &= q_0(\xi, \tau) + q_1(\xi, \tau)\lambda + q_2(\xi, \tau)\lambda^2 + \dots \end{aligned} \right\} \dots \quad (2.51)$$

のような展開を行なう。初期条件および境界条件は

$$\left. \begin{aligned} \tau = 0 \text{ で } h &= h_0(\xi) = \text{const} \\ \xi = 0 \text{ で } h &= h_0(\tau) = f(\tau) \\ \xi = 0 \text{ で } h_1 &= h_2 = \dots = 0 \end{aligned} \right\} \dots \quad (2.52)$$

とする。(2.51) 式を(2.6)式に入れて λ のべき乗に整理し、まず λ の 0 次の項をとると、

$$1 - \frac{1}{F_r^2} \frac{q_0^2}{h_0^{5/3}} = 0 \quad \dots \quad (2.53)$$

である。したがって、

$$q_0 = F_r h_0^{5/3} \quad \dots \quad (2.54)$$

となる。(2.54) 式を(2.7)式に入れて

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{5}{3} F_r h_0^{2/3} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) h_0 = 0 \quad \dots \quad (2.55)$$

が得られるから、 h_0 の一般解は境界条件を考慮に入れて

$$h_0 = f\left(\tau - \frac{\xi}{\frac{5}{3} F_r h_0^{2/3}}\right) \quad \dots \quad (2.56)$$

として得られる。(2.56) 式は特性曲線

$$\omega = \frac{\partial \xi}{\partial \tau} = \frac{5}{3} F_r h_0^{2/3} \quad \dots \quad (2.57)$$

上では、 $h_0 = \text{const.}$ となることを示しており、第1近似解では波は伝播速度 ω で伝わり、減衰しないような kinematic wave である。

つぎに、第2近似解を得るために、 λ の 1 次の項まで考える。(2.51) 式を(2.6)式に入れた式において、 λ の 1 次の係数の左右両辺が等しいとおけば、

$$\frac{1}{F_r^2} \frac{q_0^2}{h_0^{5/3}} \left(\frac{10}{3} \frac{h_1}{h_0} - \frac{2q_1}{q_0} \right) = \left(1 - \frac{q_0^2}{h_0^3} \right) \frac{\partial h_0}{\partial \xi} + \frac{1}{h_0} \frac{\partial q_0}{\partial \tau} + \frac{2q_0}{h_0^2} \frac{\partial q_0}{\partial \xi} \quad \dots \quad (2.58)$$

となる。したがって、(2.55) 式を考慮に入れば

$$q_1 = \frac{5}{3} F_r h_0^{2/3} h_1 - \frac{1}{2} F_r h_0^{5/3} \frac{\partial h_0}{\partial \xi} \left(1 - \frac{4}{9} F_r^2 h_0^{1/3} \right) \quad \dots\dots\dots (2.59)$$

が得られ、 λ の 1 乗に関する連続式は

$$\frac{\partial h_1}{\partial \tau} + \frac{\partial q_1}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.60)$$

であるから、これに(2.59) 式を入れると、

$$\left(\frac{\partial}{\partial \tau} + \frac{5}{3} F_r h_0^{2/3} \frac{\partial}{\partial \xi} \right) \left\{ h_1 - \int_0^\tau \frac{F_r}{h_0^{1/3}} \left(K - \frac{10}{9} \frac{\partial h_0}{\partial \xi} h_1 \right) D\tau \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (2.61)$$

となる。ただし、

$$K = \left(\frac{\partial h_0}{\partial \xi} \right)^2 \left(\frac{5}{6} h_0 - \frac{4}{9} F_r^2 h_0^{4/3} \right) + \left(\frac{\partial^2 h_0}{\partial \xi^2} \right) \left(\frac{h_0^2}{2} - \frac{2}{9} F_r^2 h_0^{7/3} \right) \quad \dots\dots (2.62)$$

である。(2.61) 式より、境界条件(2.52) 式を満足する解は特性曲線

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \omega_0 = \frac{5}{3} F_r h_0^{2/3} \quad \dots\dots\dots (2.63)$$

上において、

$$h_1 = \frac{9}{10} \frac{K}{\partial h_0 / \partial \xi} \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{2}{3} \frac{\partial h_0 / \partial \xi}{h_0} \xi \right) \right\} \quad \dots\dots\dots (2.64)$$

で与えられる。(2.56) 式を考慮すれば

$$\begin{aligned} h_1 = & \frac{9}{10} \frac{f^2}{\dot{f}(2\xi - 5F_r f^{5/3})} \left\{ 2\xi \left(3 - \frac{14}{9} F_r^2 f^{1/3} \right) \dot{f}^3 + 5F_r f^{5/3} \left(\frac{9}{2} + \frac{4}{9} F_r^2 f^{1/3} \right) \dot{f}^2 \right. \\ & \left. - F_r f^{5/3} \left(\frac{3}{2} - \frac{2}{3} F_r^2 f^{4/3} \right) \dot{f} \right\} \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{2\xi}{2\xi \dot{f} - 5F_r f^{5/3}} \right) \right\} \\ & \dots\dots\dots (2.65) \end{aligned}$$

のように、複雑ではあるが h_1 を求めることができる。したがって、

$$h = h_0 + h_1 \lambda \quad \dots\dots\dots (2.66)$$

により h の第2近似値が求まる。なお、 q の第2近似値は(2.59)式より

$$q = q_0 + \left\{ \frac{5}{3} F_r f^{\frac{2}{3}} h_1 - \frac{1}{2} F_r f^{\frac{5}{3}} \frac{3f\dot{f}}{2\xi\dot{f} - 5F_r f^{\frac{5}{3}}} \left(1 - \frac{4}{9} F_r^2 f^{\frac{1}{3}} \right) \right\} \lambda \quad \dots\dots\dots (2.67)$$

で求められる。

同様にして、第3近似解は λ^2 項まで考慮することによって求まるが、普通に河道にあらわれる洪水波を対象とする場合には第2近似までで十分であろう。

以上の議論は水位ピークにおいては $\dot{f} = 0$ となるので、そのままは適用できない。水位ピークでは

$$\left. \begin{aligned} f = 1, \quad \dot{f} = 0 \\ \frac{\partial^2 h_0}{\partial \xi^2} = \frac{9}{25 F_r^2} \dot{f}_{\text{peak}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.68)$$

であるから、これを(2.61)式に入れると、特性曲線

$$d\xi / d\tau = \frac{5}{3} F_r \quad \dots\dots\dots (2.69)$$

上において、

$$h_1 - \int_0^\tau \frac{9}{50} \frac{1}{F_r} \left(1 - \frac{4}{9} F_r^2 \right) \dot{f}_{\text{peak}} D\tau = \text{const.} \quad \dots\dots\dots (2.70)$$

となるから、境界条件(2.52)を考慮して

$$h_1 = \frac{27}{250} \left(\frac{1}{F_r^2} - \frac{4}{9} \right) \dot{f}_{\text{peak}} \xi \quad \dots\dots\dots (2.71)$$

が得られる。したがって、ピークの第2近似解は

$$h = 1 + \frac{27}{250} \lambda \left(\frac{1}{F_r^2} - \frac{4}{9} \right) \dot{f}_{\text{peak}} \xi \quad \dots\dots\dots (2.72)$$

で求められる。次元を元に戻せば

$$H = H_m \left\{ 1 + \frac{27}{250} \frac{\dot{F}_{\text{peak}}}{igH_m} \left(\frac{1}{F_r^2} - \frac{4}{9} \right) x \right\} \quad \dots\dots\dots (2.73)$$

となる。これは林⁷⁾および田中⁸⁾がそれぞれ独自に求めた結果と一致している。

また、水位ピーク時の流量は(2.59)式より、

$$q = F_r \left\{ 1 + \frac{9}{50} \lambda \left(\frac{1}{F_r^2} - \frac{4}{9} \right) \dot{f} \xi \right\} \quad \dots\dots\dots (2.74)$$

となり，もとの次元に戻すと

$$Q = \frac{1}{n} H_m^{5/3} i^{1/2} \left\{ 1 + \frac{9}{50} \left(\frac{1}{F_r^2} - \frac{4}{9} \right) \frac{\dot{F}_{\text{peak}}}{g H_m i} x \right\} \quad \dots\dots\dots (2.75)$$

となる。上式の右辺の中カッコの外の項は水深 H_m に対する等流流量であって，これを Q_m と書くと，

$$\frac{Q_m - Q}{Q_m} \Bigg/ \frac{H_m - H}{H_m} = \frac{5}{3} \quad \dots\dots\dots (2.76)$$

すなわち，水位ピーク時の流量の相対的な遞減量は水位ピークの相対的遞減量の $5/3$ 倍に等しいこととなる。このことは，第2近似解においても，水位ピークの伝播速度が Kleitz - Seddon の法則に従っていることを示している。

つぎに，以上のようにして得られた近似解がどの程度の近似度を持っているかの検討を行なうために，上記の理論による近似解と(2.1)式および(2.2)式を直接 Stoker の方法¹²⁾によって電子計算機で数値計算した結果を比較してみることにする。数値計算例としては，上流端境界条件が

$$\left. \begin{aligned} F(t) &= (H_m - H_0) \sin \frac{\pi}{T_D} t + H_0, & 0 \leq t \leq T_D \text{ のとき} \\ &= H_0, & t > T_D \text{ のとき} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.77)$$

で与えられ， $H_m = 10 \text{ m}$ ， $H_0 = 2 \text{ m}$ ， $n = 0.03$ ， $i = 0.001$ ， $T_D = 4 \text{ hr}$ であるような洪水波を考えよう。このような場合， $\lambda = 0.056$ となり， λ の値は1よりも十分に小さく，ここで考えている理論の適用範囲であると考えてよい。(2.77)式の無次元表示は，

$$\left. \begin{aligned} f(\tau) &= \frac{4}{5} \sin \frac{5\pi}{4} \tau + \frac{1}{5}, & 0 \leq \tau \leq \frac{4}{5} \\ &= \frac{1}{5}, & \tau > \frac{4}{5} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.78)$$

であり，計算は (τ, ξ) 平面で前進特性曲線

$$s = \tau - \frac{\xi}{\frac{5}{3} F_r \{ f(s) \}^{2/3}} \quad \dots\dots\dots (2.79)$$

に沿って行なえる。

図-2.3は1kmおよび2km地点における計算結果の比較である。この計算方法から当然予想されるように、dynamic waveとしての特性が比較的濃厚な波先付近および終末付近では誤差が大きくなるが、その他の部分ではほとんど満足すべき結果が得られているようである。

(3) 洪水波 ($\lambda \geq 1$)

λ が1あるいはそれ以上の値を持っているときでも、図-2.2からもわかるよう

に、段波を形成しないような場合は存在する。このような場合に対しても、(2.3)式および(2.4)式はそのまま電子計算機によって数値解を得ることはできる。また、初期の定常水深に比して変動水深を小さいとする微小変動法による線型化方程式を使えば解析解を求めることもできる。しかし、このような場合に対する運動方程式として、(2.3)式をそのまま使うのは適当ではなく、鉛直加速度の効果が導入されなければならないのではないかと考えられる。

鉛直加速度の効果を一次元運動方程式に導入した結果は、すでに岩佐¹⁶⁾によって求められているが、その結果は、微小項を省略して前同様の無次元表示をすれば、

$$\left(1 - \frac{1}{F_r^2} \frac{q^2}{h^{10/3}}\right) = \lambda \left\{ \left(1 - \frac{q^2}{h^3}\right) \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{1}{h} \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{2q}{h^2} \frac{\partial q}{\partial \xi} \right. \\ \left. + \frac{q^2}{3h} (\lambda i)^2 \frac{\partial^3 h}{\partial \xi^3} + \frac{2q}{3} (\lambda i)^2 \frac{\partial^3 h}{\partial \xi^2 \partial \tau} + \frac{h}{3} (\lambda i)^2 \frac{\partial^3 h}{\partial \xi \partial \tau^2} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.80)$$

で与えられる。

(2.80)式より、 λi がなお1にくらべて十分に小さいような場合であれば、右辺の第4、5および6項は他の項に比して小さく、鉛直加速度の効果は微小であることがわかる。そして、このような場合には、(2.51)式の展開のかわりに

$$\left. \begin{aligned} h &= h_0(\xi, \tau) + h_1(\xi, \tau) \lambda i + h_2(\xi, \tau) \lambda^2 i^2 + \dots\dots\dots \\ q &= q_0(\xi, \tau) + q_1(\xi, \tau) \lambda i + q_2(\xi, \tau) \lambda^2 i^2 + \dots\dots\dots \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (2.81)$$

のように展開して考えれば、(2)で扱ったのと全く同じ方法で逐次近似解を求めることができ、その結果は水位ピーク以外では、第2近似までで、

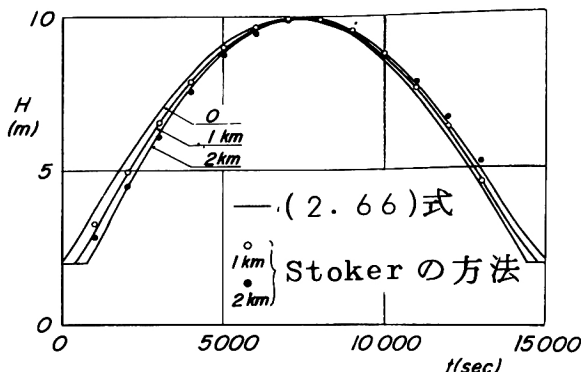


図-2.3 数値計算結果の比較

$$h = h_0 + \frac{9}{10} \frac{K}{\partial h_0 / \partial \xi} \left\{ 1 - \exp \left(- \frac{2}{3} \frac{\partial h_0 / \partial \xi}{h_0 i} \right) \xi \right\} \lambda i \quad \dots\dots\dots (2.82)$$

である。ただし、 h_0 および K は (2.56) および (2.62) 式で与えられるものである。(2.82) 式は右辺の指数関数項のカッコ内の値が 1 にくらべて小さいときには、(2.65) および (2.66) 式の結果とほとんど同じ値をとることは明らかである。また、ピークにおいては、(2.73) 式がそのまま成立し、水位ピーク時の流量は λ が 1 より大きい場合でも、 λi が 1 より十分に小さければ (2.75) 式がそのまま成立することになる。すなわち、このような場合でも水位ピークの伝播速度は Kleitz - Seddon の法則に従うことがわかる。

一方、 λi の値が大きくなって、(2.80) 式の右辺中の 3 次微分項が他の項に比して省略できないような場合については、Keulegan および Patterson¹⁷⁾ の取り扱い方法があり、また (2.80) 式の左辺を無視した場合に対する孤立波やクノイド波に対する岩佐¹⁶⁾ の理論がある。その上、もはや kinematic wave で代表されるような洪水波の特性からもはなれるので、本論文ではこのような場合については考えないことにする。

第 4 節 一様河道における洪水流の特性

(1) 一様河道の洪水流に関する実験

i) 実験水路

実験は洪水流研究用に設計された長さ 150m、幅 60cm、深さ 60cm の鋼製水路で行なった。その構成は図-2.4 に示されるようなもので、水路本体は 6m 間隔に設置されたこう配変化用ジャッキで支持されており、こう配は 0 ~ 1/150 まで可変である。水路床は熔接あるいはボルト接合部の不整合の影響を除去するために刷毛仕上げのモルタルとした。

流量の制御は高水槽と量水槽の間にあるダイヤフラム調節弁を操作する空気式自動制御装置によって行なわれ、その可能最大流量は 100ℓ/s である。この種の自動制御装置では与えられた流量関数形と実際の流量との間の歪みが問題となるが、検討の結果、洪水波のたち上り部分で少し遅れるが、全体としてはその歪みは無視できる程度であることが明らかとなった。

また、水路下流端には 3m × 3m、深さ 1m のプールがあり、出口の四角堰の高さの調節と給水装置によって、下流端の水位が設定された任意の関数形に自動調節されるようになっている。

ii) 実験方法および実験の種類

水位変化は抵抗線式波高計から動歪測定器を通じ、電磁オシログラフに記録して測定した。実験水路が屋外にあるので、1 日における水温変化は比較的大きいが、測定誤差は 1℃ について 2% 程度であり、頻繁に較正を行なっているので、1 実験ケース内での温度変化による水位測定の誤差は問題とならない。

さて、実験はまず所定の基底流量によって定常流を流しておき、その上に水位～時間曲線が三角形ある

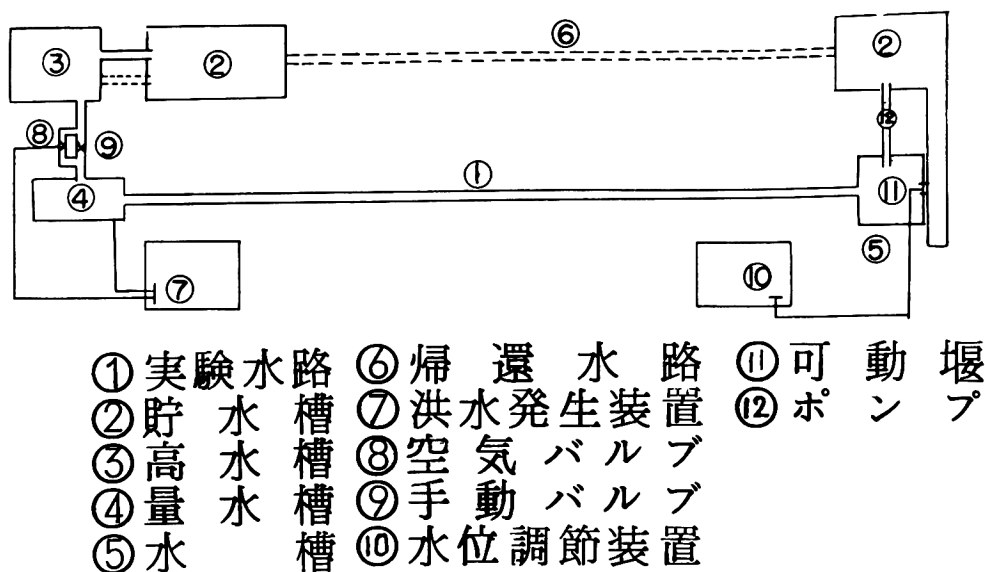


図-2.4 実験水路

いは放物線形になるような洪水流を与えて、流下方向の水位～時間曲線を記録することによって行なった。

なお、水路こう配は1/500、実験範囲の水深に対する平均の Manning の粗度係数は $n = 0.0116$ であった。

行なった実験の種類は表-2.1に示す。

表-2.1 実験の種類

RUN	基底流量 (ℓ/s)	最大流量 (ℓ/s)	継続時間 (sec)	λ	測点の配置 (上流端よりの距離)
1	5	31.5	450	0.71	17, 32, 56, 73, 98, 119, 133 (m)
2	5	28.7	140	2.15	18, 34, 50, 60, 65, 70, 88, 98, 118, 137 (m)
3	5	36.5	160	2.17	"
4	5	15.5	400	0.47	"
5	5	25.5	420	0.67	"
6	5	31.0	400	0.79	"
7	5	35.0	420	0.81	"
8	5	40.0	450	0.82	"
9	10	26.0	390	0.51	"
10	10	30.7	450	0.52	"
11	10	36.0	470	0.57	"
12	10	40.0	430	0.69	"

この実験における洪水波形と実際河道での洪水波形との相似性についてフルードの相似則で検討すると、実験水路幅 60cm が河幅 100m に対応しているものとすれば、歪みはないものとして、洪水継続時間 5 分は 65 分に、最大流量 30ℓ/s は 1089m³/s に相当することになり、非常に急激な出水に対応していることがわかる。これは不定流性の影響が顕著な場合についての特性を知ることをおもな目標としたためであって、この実験結果から実際によく起るようなもっと緩慢な出水の特性を推定することは、前節までの考察から比較的容易であると考えられる。

(2) 実験結果とその考察

i) 波形の変化

先に述べたように、本実験水路は熔接継目やボルト接合部の不整合の影響を除去するために、水路床はモルタル仕上げとしたのであるが、なお、ボルト締め継ぎ目および熔接部の不整合は水路側壁部に 3m 間隔に存在しており、その影響のために定常流においても水深は場所的に変化している。このため、洪水波形の距離的な変化の状態を詳細に検討することは困難となるが、比較的全体の傾向を代表しているとみられる点を試行錯誤的に選んで波高計の配置を決定しているので、洪水流の特性全般についての一応の議論はできるものと考えられる。

さて、図-2.5 は伝播にともなう波形変化の一例を示したものである。この図は各測点における基底流の水面から測った任意時刻の水深を、各測点での最大波高で割った値を、ピークの生起時刻を一致させて画いたものである。この図より、水位上昇期では流下にもなつて水位上昇速度がほとんど変化していず、下降期においては流下にもなつて下降速度が遅くなつて行く傾向が見出される。このような状況は他の実験ケースについても同様であり、一様な河道を流下する洪水流の持つ一つの重要な特性であると考えられる。実際の河川における洪水流

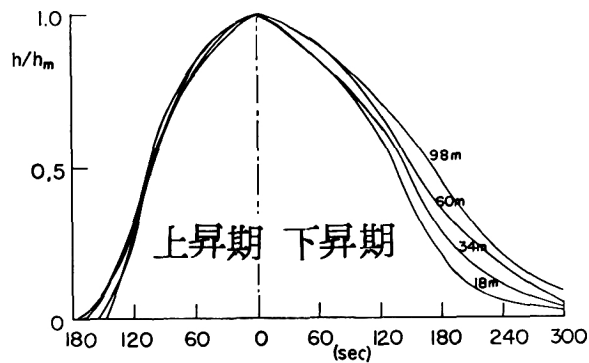


図-2.5 伝播にともなう波形の変化
(RUN 1)

に対してこのような傾向の認められることは第1章で述べたとおりである。

上のような特性は定性的にはつぎのように説明される。

基礎方程式 (2.3) および (2.4) は

$$\left\{ 1 - \frac{F^2}{(1-\kappa)} \phi \right\} \frac{\partial H}{\partial t} + V \left\{ \frac{5}{3} - \frac{F^2}{(1-\kappa)} \left(3 - \frac{3}{2\alpha_1} - \frac{\alpha_2}{2} \right) \phi \right\} \frac{\partial H}{\partial x} \\ = \frac{Q}{2(1-\kappa)i} \left\{ 1 - (1 + \alpha_3 \alpha_4 - 2\alpha_4) F^2 \right\} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (2.83)$$

のように書きなおすことができる。ここに、

$$\left. \begin{aligned} \kappa &= \left\{ \alpha_2 - 1/\alpha_1 - (2 - 1/\alpha_1) F^2 \right\} \phi \\ \phi &= (1/iV) (\partial H / \partial t) \\ F^2 &= Q^2 / g H^3 \\ \alpha_1 V &= - (\partial H / \partial t) / (\partial H / \partial x) \\ \alpha_2 V &= (\partial Q / \partial t) / (\partial H / \partial t) \\ \alpha_3 V &= (\partial^2 H / \partial t^2) / (\partial^2 Q / \partial x^2) \\ \alpha_4 V &= (\partial^2 Q / \partial x^2) / (\partial^2 H / \partial x^2) \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (2.84)$$

である。前節での考察のように、洪水波のたち上がり部分を除けば kinematic wave としての特性が顕著であり、 $\alpha_1 V$ 、 $\alpha_2 V$ 、 $\alpha_3 V$ および $\alpha_4 V$ はそれぞれ、同一水深、同一流量、 $\partial H / \partial t = \text{const.}$ および $\partial H / \partial x = \text{const.}$ の位相の伝播速度を示すから、第1近似においては、 $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3 = \alpha_4 = 5/3$ とすることができる。このようにすれば、(2.83) 式は

$$\begin{aligned} & \left\{ 1 - \frac{F^2}{(1-\kappa)} \phi \right\} \frac{\partial H}{\partial t} + V \left\{ \frac{5}{3} - \frac{19}{15} \frac{F^2}{(1-\kappa)} \phi \right\} \frac{\partial H}{\partial x} \\ &= \frac{Q}{2(1-\kappa)i} \left(1 - \frac{4}{9} F^2 \right) \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \dots\dots\dots (2.85) \end{aligned}$$

となる。(2.85) 式の両辺を $\partial H / \partial x$ で割り、(2.84) 式中の $\alpha_1 V$ が一定の波高の点の伝播速度であることに着目して、この伝播速度の第2近似値を求めると、 κ や $F^2 \phi$ のような微小項を省略して

$$\omega \approx \frac{5}{3} V \left\{ 1 + \frac{9}{50} \frac{n H^{1/3}}{i^{3/2}} \left(1 - \frac{4}{9} F^2 \right) \frac{\partial^2 H / \partial t^2}{\partial H / \partial t} \right\} \dots\dots\dots (2.86)$$

となる。(2.86) 式でカッコ外の $5/3 V$ は kinematic wave を示し、カッコ内の項はその修正係数である。すなわち、水位上昇期において V の項は H が大きいほど大きくなり、波形を尖鋭化する効果があるが、 $\partial^2 H / \partial t^2$ が負であれば修正係数は波形を扁平化する効果がある。すなわち、水位時間曲線の曲率によって波形の扁平化あるいは尖鋭化が行なわれることになり、水位上昇期において比較的安定な一様進行流的性格を持ち得る可能性を示している。このことを RUN 1 を例にとって数値的に示せば表-2.2 のようである。この表より各水深の点で伝播速度がほぼ等しくなっていることがわかる。

(2.86) 式の結果によれば、水位ピークにおいては中カッコ内の第2項はマイナス無限大の値を持つことになる。すなわち、水位ピークについては同一波高の伝播速度が遅れることとなって実際には水位が逓減する結果となるものと解釈される。

水位ピークの逓減量は(2.73)式で与えられることを述べたが、実験結果との比較は図-2.6 に示す。

表 - 2.2 (2.86) 式の計算 (RUN 1, 18 m)

h (cm)	0.5	3.0	5.0
H (cm)	3.1	5.6	7.6
$\partial H/\partial t$ (cm/sec)	3.8×10^{-2}	6.1×10^{-2}	3.0×10^{-2}
$\partial^2 H/\partial t^2$ (cm/sec ²)	1.6×10^{-3}	-5.7×10^{-4}	-7.3×10^{-4}
$5V/3$ (cm/sec)	63.5	94.0	115.0
ω (cm/sec)	79	88	95

ii) 伝 播 速 度

水位ピークの伝播については Kleitz - Seddon の法則が近似的に成立することを前節で述べたが、実験における伝播速度を 70 m から 88 m 地点の間で測定し $(5/3)V_m$ と比較したのが図 - 2.7 であり、かなり大きくばらついているが、実験値は $(5/3)V_m$ を示す直線のまわりに集っている。

一方、各測点でのフロントの到達時間はあまり明確でないが、記録紙上でフロントとみなされる水深の点の伝播の状態を示したのが図 - 2.8 および図 - 2.9 である。図 - 2.8 は基底流量 5 l/s の場合、図 - 2.9 は 10 l/s の場合であるが、とくに図 - 2.8 で顕著のように、 λ が大きくなるほどフロントの伝播速度が速くなっており、長波の伝播速度に近づく傾向がある。すなわち、波先の伝播速度に対しては加速度項がかなり大きな影響を持っており、kinematic wave としての特性が少ないことを示している。このような点に関しては 2 節で述べなかったのもう少し定性的な検討を試みることにしよう。

第 2 節で波先は (2.31) 式のように指数関数的に減衰することを述べたが、指数 B を元の次元に戻せば

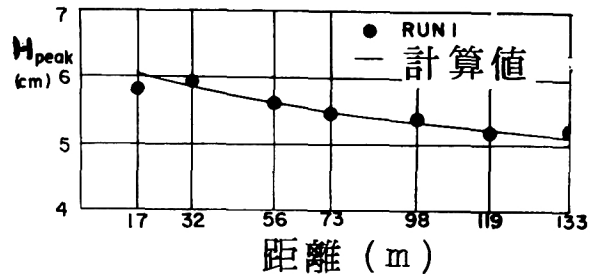


図 - 2.6 水位ピークの通減 (RUN 1)

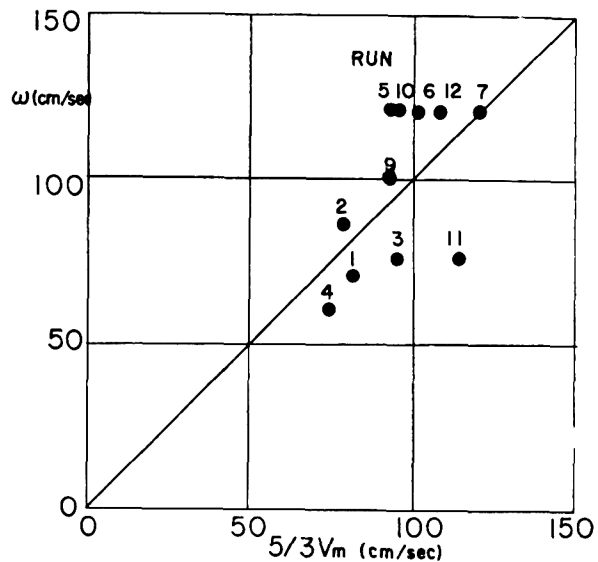


図 - 2.7 水位ピークの伝播速度

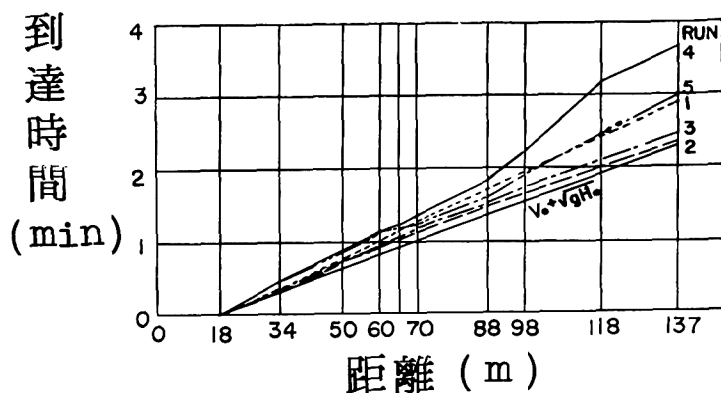


図-2.8 フロントの伝播速度 (基底流量 $5 \ell/s$)

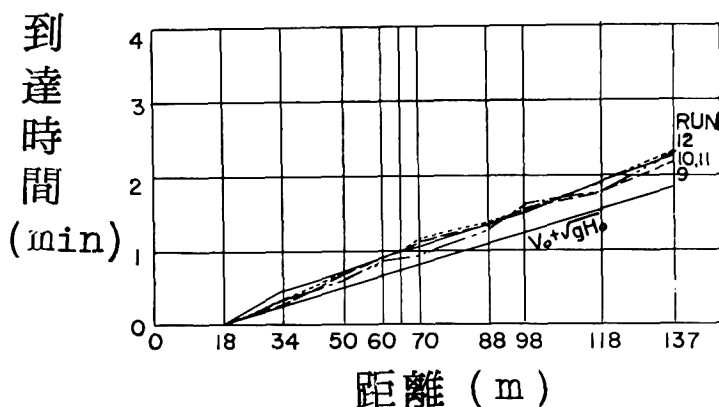


図-2.9 フロントの伝播速度 (基底流量 $10 \ell/s$)

$$B = \frac{1}{2 \lambda F_r^2} \left(\frac{H_m}{H_0} \right)^{5/6} F_0 \left(1 - \frac{2}{3} F_0 \right) \quad \dots\dots\dots (2.87)$$

となり、初期水深が大きいほど、また、 λ が大きいほど B が小さくなり、波先の減衰率が小さくなる。すなわち、波先の伝播速度は長波のそれに近づくことになる。以上の結果は実験結果をよく説明しているものと考えられる。

iii) 水位と流量との関係

実験においても、各時刻の流量を実測することは困難であり、ここでは、各時刻の水面形状を画き、測点間における河道貯留量を計算し、上流端の流入ハイドログラフから連続式によって各測点のハイドログラフを計算した。このような計算による水位～流量曲線の1例を示すと図-2.10 のようになり、水位上昇期では定常流の曲線よりも流量が大きく、下降期には小さくなり、全体としてループを画く。そして、

そのループは下降期の方が定常流に近づく傾向にある。これは加速度項の影響によって生じたものと考えられるが、ループは定常流からそれほど大きくはなれていず、加速度項の影響は小さくて無視してもそれほど大きな誤差を生じないことを示しているものと思われる。このことを検証するために、運動方程式を、

$$\frac{\partial H}{\partial x} = i \frac{1 - (H_0/H)^2 (R_0/R)^{4/3} + 2 (H_c/H)^3 \frac{\partial H / \partial t}{V i} - \frac{1}{g A i} \frac{\partial Q'}{\partial t}}{1 - (H_c/H)^3} \quad \dots\dots\dots (2.88)$$

のように書き、各項の値を計算すると表-2.3のようになる。ただし、(2.88)式中の記号の添字0は等流に対するものを、cは限界流に対するものを示す。この表より、運動方程式の第1近似としては、加速度項の効果は小さく、

$$Q' = \frac{1}{n} B H R^{2/3} \sqrt{i - \frac{\partial H}{\partial x} (1 - F^2)} \quad \dots\dots\dots (2.89)$$

としてもよいことがわかる。(2.89)式はまた、 $\frac{\partial H}{\partial x} (1 - F^2)$ の項も、大部分の位相で*i*にくらべて小さいので、等流近似でも比較的正しい流量計算ができることを示しており、等流の式を用いて加速度項を計算して(2.89)式を修正すると、

$$Q' = \frac{1}{n} B H R^{2/3} \sqrt{i - \frac{\partial H}{\partial x} \left(1 - \frac{4}{9} F^2\right)} \quad \dots\dots\dots (2.90)$$

となる。

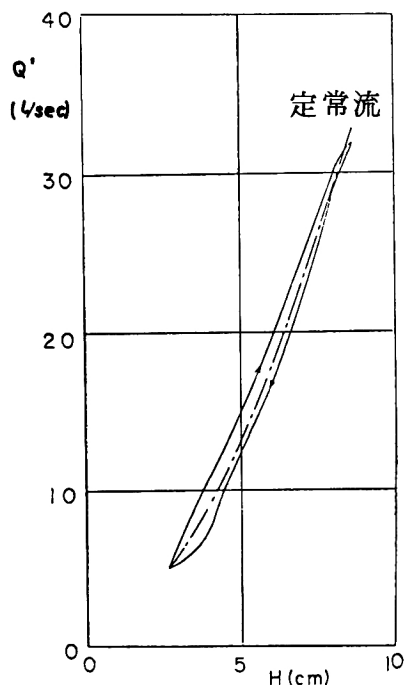


図-2.10 水位～流量曲線
(RUN1, 18 m)

表 - 2.3 運動方程式の各項の比較 (RUN 1)

	①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧
t	$H(\text{cm})$	$Q'(\ell/\text{s})$	$\frac{\partial H}{\partial t} \frac{1}{V_i}$	$\left(\frac{H_0}{H}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^{1/2}$	$\left(\frac{H_c}{H}\right)^3$	$2\left(\frac{H_c}{H}\right)^3 \frac{\partial H}{\partial t} \frac{1}{V_i}$	$\frac{1}{gA_i} \frac{\partial Q'}{\partial t}$	$\frac{1}{i} \frac{\partial H}{\partial x}$
3'00''	3.05	7.0	0.359	1.18	0.516	0.370	0.410	-1.070
3'30''	4.60	13.5	0.578	1.12	0.520	0.600	0.468	-0.025
4'00''	6.40	21.0	0.486	1.00	0.410	0.298	0.359	-0.104
4'30''	7.60	27.5	0.232	1.025	0.492	0.299	0.226	-0.043
5'00''	8.20	31.0	0.198	1.097	0.500	0.198	0.093	-0.016
5'30''	8.70	31.5	-0.062	0.892	0.428	-0.053	-0.020	0.130
6'00''	8.40	30.5	-0.116	0.940	0.444	-0.103	-0.076	0.060
6'30''	7.90	27.8	-0.183	0.928	0.440	-0.161	-0.135	0.082
7'00''	7.20	23.5	-0.253	0.908	0.410	-0.207	-0.231	0.196
7'30''	6.40	18.5	-0.363	0.777	0.360	-0.262	-0.293	0.387
8'00''	4.90	12.2	-0.530	0.792	0.366	-0.388	-0.412	0.366
8'30''	4.00	7.0	-0.150	0.561	0.230	-0.228	-0.281	0.634
9'00''	3.20	5.5	-0.306	0.615	0.265	-0.161	-0.093	0.430

第 5 節 結 語

以上、一様な開水路における非定常流に対する基礎方程式の物理的な特性を明らかにする目的で理論的考察を加え、さらに実験によって結果を検証し、また洪水流の特性についての考察を行なったが、得られた結果を要約するとつぎのようになる。

1. 水位変化速度と長波の伝播速度の鉛直成分との比によって表わされる無次元量 λ を用いて開水路非定常流の特性分類が可能である。すなわち、
 - a) λ が非常に大きな値を持つ場合には、基礎方程式において摩擦項と水路こう配項が等しいと考えるのと同じこととなり、いわゆる dynamic wave となって、フルード数が比較的大きく、しかも (2.24) 式が満足される場合には波先において段波を形成する。
 - b) λ が 1 にくらべて十分に小さい場合には、波の主要部分は kinematic wave として伝播する。このような場合に対しては、 λ によって摂動解を求めることができ、第 2 近似解の精度は波先および末端部を除けばかなりよい。
 - c) λ が 1 あるいはそれ以上の値を持つときには、 λ が 1 より小さい場合の解析法をそのまま用いることができないが、 λi の値が 1 よりも十分に小さい場合には同様の解析が可能であり、このとき鉛直方向の加速度の効果は小さくなく、 λ が 1 より十分に小さい場合と同様の性質を持っている。
2. 洪水波形は通常水位上昇期の波形が伝播とともにあまり変形しないような一様進行流の性格を持っているが、この特性は伝播速度に対する波形の曲率と水位変化の項による非線型効果について考察した

(2.86) 式によって説明される。

3. 水位ピークの通減量は(2.73)式で与えられる。この結果は林や田中の求めた結果と一致し、実験結果をよく説明する。
4. 水位ピークの伝播速度は近似的に Kleitz - Seddon の法則が成立し、波先はそれより速い速度で伝播する。しかし、長波の速度で伝播する部分は指数関数的に通減して kinematic wave 的特性を持つとするが、 λ の値が大きいものほど dynamic wave としての特性が残り、波先の伝播速度は速い。
5. 水位～流量曲線は加速度項の効果を反映してループを画くが、一般には定常流との差異は顕著ではなく、運動方程式としては近似的に(2.90)式が成立する。

参 考 文 献

- 1) Seddon, J.A.: River hydraulics, Trans. A.S.C.E., Vol.43, June, 1900, pp.179~243.
- 2) Lighthill, M.J. and G.B. Whitham : On kinematic waves, I, Flood movement in long rivers, Proc. of Roy. Soc. of London, Vol. 229, 1955, pp. 281 ~ 316.
- 3) Forchheimer, P. : Hydraulik, Teubner, Leipzig und Berlin, 1930, p.292.
- 4) Hayami, S. : On the propagation of flood waves, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ., No.1, 1951.
- 5) 矢野勝正：洪水流の特性について，京大防災研究所年報，第2号，1958，pp.27~40.
- 6) 石原安雄：洪水演算器による出水とその調節に関する研究，学位論文，1958，pp.23.
- 7) Hayashi, T : Mathematical theory and experiment of flood waves, Trans. Japan Soc. of Civil Eng., No.18, 1953, pp.13 ~ 26.
- 8) Tanaka, K : On the quasi-steady flow in the open channel (the theoretical analysis of flood routing) , Technology of the Osaka Univ., Vol.2, No.44, 1952, pp.183 ~ 194.
- 9) 岩佐義朗・高橋 保：開水路非定常流の相似律に関する問題点，京大防災研究所年報，第11号B，1968，pp.221~232.
- 10) 高橋 保：一様水路の不定流，京大防災研究所年報，第12号B，1969，pp.515~527.
- 11) Takahashi, T : On the flood waves in a prismatic open channel, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ., Vol.19, Part 4, 1970, pp.1 ~ 19.
- 12) Stoker, J.J. : Water waves, Interscience, 1965, pp.505 ~ 509.
- 13) Keulegan, G.H. and G.W. Patterson : A criterion for instability of flow in steep channels, Trans. A.G.U., 1940, pp.594 ~ 596.

- 14) 吉川秀夫：洪水流について，土木研究，第1輯，鹿鳴出版社，1948．pp.61～78．
- 15) Saint -Venant, B. : Theorie du mouvement non-permanent des eaux, Comptes Rendus Acad. Sci. Paris, 73, No.314, 1871.
- 16) Iwasa, Y. : Analytical considerations on cnoidal waves, Memoirs, Fac. Eng. Kyoto Univ., Vol.17, 1955, pp.264～276.
- 17) Keulegan, G.H. and G.W. Patterson : Effect of tarbulence and channel slope on translation waves, Journ.of Research, Nat. Bureau of Standards, Vol.30, p.461.

第 3 章 下流端水位条件が洪水流に与える影響 に関する研究

第 1 節 概 説

一般に洪水流が流下する河道は前章で扱ったような様な状態であることは少く、断面やこう配の急変部、合流点や河口部あるいはダムなどの人工構造物の周辺部など局所的境界条件が一樣河道のものとは全く異なる場合が少なくないことは第1章で述べたとおりである。このような局所的な境界条件に影響されて、洪水流が一樣河道を流下する場合とは全然異なった挙動をすることについても実例を挙げて示したが、このような挙動は水理学的には、一樣河道領域内では他の項にくらべて微小であるとして省略され得るような運動方程式中のある項が必ずしも省略できなくて、大きな影響を持つてくることに対応している。

本章では、以上のような点にかんがみ、とくに一樣水路の下流端の水位条件が洪水流下現象に与える影響について議論するが、下流端の水位境界条件としては、下流端水位が、

- a) 流入洪水流量にかかわらず一定値を保持する場合、
- b) 流入洪水流量に対応して変化する場合、
- c) 流入あるいは流出流量と無関係である場合、

の3種類が考えられる。条件 a) は条件 c) の特別の場合とも考えられるが、實際上このような境界条件が満足される場合が多いのでここでは別のものとして取り上げることとする。

さて、条件 a) は常時満水位を保持する発電用貯水池や比較的潮汐による水位変動の小さい河口部で満足されるもので、従来このような条件下における洪水流は、流入洪水が無大の進行速度で流出量となり、流下によるハイドグラフの変形はないものと考えられていて、背水の影響範囲についてはピーク流量に等しい定常流による背水計算によって最大水位が得られるものとされているようである。そして、詳細な内部機構については研究がなされておらないのが現状である。第2節ではこのような場合を取り扱う。

条件 b) は無操作の自由越流型堰による貯水池や段落部による低下背水領域など、厳密には下流端に支配断面が生ずる場で満足されるものであるが、近似的には支配断面を生じなくても、下流側のこう配が急変するような場で、その下流側水路での水位～流量曲線が与えられているようなときには、このような条件が満足されていると考えてよい。従来の貯水池における洪水流に関する研究はほとんどこの境界条件が満足されるような状態に対して論じられてきている。例えば、伊藤¹⁾は木曾川笠置貯水池での人工洪水の観測から、貯水池では洪水波の伝播速度は非常に速く、自由越流の貯水池はほとんど洪水調節能力を持たないことを明らかにしており、矢野・足立²⁾は木曾川丸山貯水池の模型実験にもとづいて、貯水池は水位ピークの伝播速度の非常に速い湛水領域と貯水池の容量おくれの集約される遷移領域に分けられることを明らかにして、大規模な貯水池では、湛水領域および遷移領域という性質のまったく異なった領域があるにもかかわらず、貯水池水面が水平に変動すると仮定した従来の図式解法による貯留計算によって精度のよい

3)
流出流量計算のできることを見出している。一方、石原・岸田は同様の問題に対して理論的解析を試み、湛水領域では水位最大の伝播速度が長波のそれよりも大きくなること、流量ピークの伝播速度は Kleitz - Seddon の法則に従うことなどを見出し、さらに遷移領域については、この区間での貯留量を見出し、同様の議論を行ない、洪水演算器によって水位最大の伝播速度が遅れることを見出している。このようにb)の条件下における貯水池の洪水流については種々の特性が明らかとなってきたが、比較的小規模の貯水池で、遷移領域の長さが湛水領域の長さに対して相対的に長いような場合に、遷移領域での容量遅れを無視するような仮定から出発する近似解では十分の精度が得られるかどうかの疑問点がなお存在している。第3節はこのような場合について議論する。

条件 c.) は河川合流点などのように下流端の水位変動が上流からの流入条件とは無関係に変動するもので、一般的取り扱いがかなり困難であって、計算機を用いた合流点の解析以外にはあまり研究が行われていないのが現状である。合流点における洪水流の挙動については第5章で取り扱うので、ここでは下流端水位が変動するせき上げ領域内での洪水流の議論を行なって第4節とする。

第5節では、以上の各節で取り扱った単一の下流端境界条件が洪水流に与える影響が総合されたものとして、一様河道部分に新たに種々の境界条件を与える構造物あるいは構造物群が築造されたことによって、下流部にあらわれる洪水波が築造前とくらべてどのように変化するかということに焦点をあわせて検討する。

第 2 節 下流端水位一定のせき上げ条件下における洪水流^{4), 5)}

(1) 理論的考察

不定流を記述する方程式は (2.6)式および (2.7)式であるが、運動方程式 (2.6)を書きなおせば

$$(1 - f_r^2 \frac{i_c}{i}) = \lambda \left\{ (1 - f_r^2) \frac{\partial h}{\partial \xi} + F_r^6 \left(\frac{i_c}{i} \right)^3 \left(\frac{\partial q}{\partial \tau} + 2v \frac{\partial q}{\partial \xi} \right) \right\} \dots\dots\dots (3.1)$$

となる。ただし、

$$i_c = \frac{gn^2}{H^{1/3}}, \quad f_r^2 = \frac{q^2}{h^3}, \quad v = \frac{q}{h} \dots\dots\dots (3.2)$$

で、その他の記号は前章で用いたものと同じである。いま、十分にせき上げられているような領域を考えることにすれば、フルード数は1にくらべて十分に小さいので、(3.1)式は近似的に

$$1 = \lambda \frac{\partial h}{\partial \xi} \dots\dots\dots (3.3)$$

となり、連続式

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} + \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.4)$$

とともに、第1近似解を与える基礎方程式となる。

いま考えている条件を満足する境界条件は

$$\left. \begin{array}{l} \tau = \tau_0 \text{ で } h = h_0(\xi), \quad q = q_0 (= \text{const.}) \\ \xi = 0 \text{ (堰地点) で } h = h_D (= \text{const.}), \quad q = q_D(\tau) \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.5)$$

である。ただし、添字 0 は $\tau = \tau_0$ での値を示し、 D は堰地点での値を示す。また、 ξ は下流向きに正とする。

(3.3) および (3.4) 式の (3.5) 式のもとにおける解は

$$\left. \begin{array}{l} h_1 = \left(\frac{1}{\lambda} \right) \xi + h_D \\ q_1 = q_D(\tau) \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.6)$$

であり、これは第1近似解である。すなわち、第1近似解では水面は水平に変動し、せき上げ領域内の流量は場所的には一定である。

(3.1) 式は

$$\lambda \frac{\partial h}{\partial \xi} - 1 = \lambda \left\{ f_r^2 \frac{\partial h}{\partial \xi} - F_r^6 \left(\frac{i_c}{i} \right)^3 \left(\frac{\partial q}{\partial \tau} + 2 \frac{q}{h} \frac{\partial q}{\partial \xi} \right) \right\} - f_r^2 \frac{i_c}{i} \quad \dots\dots\dots (3.1')$$

であるから、(3.1') 式の右辺に (3.6) 式の関係を入れて、境界条件 (3.5) 式を考慮すれば、 h の第2近似解として、

$$\begin{aligned} h_2 = & \frac{1}{\lambda} \xi + h_D + \frac{q_D^2}{2} \left\{ \frac{1}{h_D^2} - \frac{1}{\left(\frac{1}{\lambda} \xi + h_D \right)^2} \right\} \\ & - \lambda \dot{q}_D \ln \frac{\frac{1}{\lambda} \xi + h_D}{h_D} - \frac{3}{7} \frac{q_D^2}{F_r^2} \left\{ \frac{1}{h_D^{7/3}} - \frac{1}{\left(\frac{1}{\lambda} \xi + h_D \right)^{7/3}} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.7) \end{aligned}$$

が得られる。ただし、 $\dot{q}_D = dq_D/d\tau$ である。 h_D にくらべて ξ/λ が十分に小さい領域では、

$$h_2 \approx h_D + \frac{1}{\lambda} \xi \left(1 + \frac{q_D^2}{h_D^3} - \frac{1}{F_r^2} \frac{q_D^2}{h_D^{9/3}} - \frac{\lambda \dot{q}_D}{h_D} \right) \quad \dots\dots\dots (3.8)$$

となる。

一方、(3.4) 式より流量の第2近似は

$$q_2 = q_D(\tau) - \int_0^\xi \frac{\partial h_2}{\partial \tau} d\xi \quad \dots\dots\dots (3.9)$$

で与えられるから、これに (3.8) 式を入れて

$$q_2 \approx q_D(\tau) + \frac{1}{2\lambda} \xi^2 \left\{ \frac{2q_D \dot{q}_D}{h_D^3} \left(1 - \frac{1}{F_r^2 h_D^{1/3}} \right) - \frac{\lambda}{h_D} \ddot{q}_D \right\} \quad \dots\dots\dots (3.10)$$

となる。

第2近似解では、十分にせき上げられた領域内で、水深は時間の関数であるが、下流端の一定水深 h_D を通る直線で近似され、流量は下流端からの距離の2乗に比例するような形で変化することがわかる。ただし、 h_D が一様水路において流量 q_D を流す水深 h にくらべて十分に大きいような場合には $h_2 \approx h_1$ であって水面変動はほぼ水平である。

つぎに、水位ピークの無次元化した伝播速度 ω は (3.8) 式および (3.10) 式を使えば

$$\omega = \frac{\frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2}}{\frac{\partial^2 q}{\partial \xi^2}} = \frac{\frac{1}{\lambda} \xi \left\{ \frac{2}{h_D^3} \left(1 - \frac{1}{F_r^2 h_D^{1/3}} \right) (\dot{q}_D^2 + q_D \ddot{q}_D) - \frac{\lambda}{h_D} \ddot{q}_D \right\}}{\frac{1}{\lambda} \left\{ \frac{2q_D \dot{q}_D}{h_D^3} \left(1 - \frac{1}{F_r^2 h_D^{1/3}} \right) - \frac{\lambda}{h_D} \ddot{q}_D \right\}} \quad \dots\dots\dots (3.11)$$

のように書ける。(3.11) 式は q_D のピーク付近を除けば、 \dot{q}_D にくらべて \ddot{q}_D および \ddot{q}_D を省略できるものと考えられ、

$$\omega \approx \frac{\dot{q}_D}{q_D} \xi \quad \dots\dots\dots (3.12)$$

のように近似化される。いま、水位ピーク時の \dot{q}_D の値がどのようになるかが不明であるので、(3.12) 式のみではこのような領域での水位ピークの伝播の特性はわからない。

一方、流量ピークの無次元化された伝播速度 ω' は

$$\omega' = \frac{\frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2}}{\frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2}} = \frac{\ddot{q}_D + \frac{1}{2\lambda} \xi^2 \left\{ \frac{2}{h_D^3} \left(1 - \frac{1}{F_r^2 h_D^{1/3}} \right) (3\dot{q}_D \ddot{q}_D + q_D \ddot{q}_D) - \frac{\lambda}{h_D} \ddot{q}_D \right\}}{\frac{1}{\lambda} \xi \left\{ \frac{2}{h_D^3} \left(1 - \frac{1}{F_r^2 h_D^{1/3}} \right) (\dot{q}_D^2 + q_D \ddot{q}_D) - \frac{\lambda}{h_D} \ddot{q}_D \right\}} \quad \dots\dots\dots (3.13)$$

のように書かれ、いま考えているせき上げ領域内では流量の伝播速度が非常に速いことを考慮して、 $\partial q / \partial \tau = 0$ のとき、 $\dot{q}_D \approx 0$ と考え、 \dot{q}_D にくらべて \ddot{q}_D の項を省略すれば

$$\omega' \approx \frac{\lambda h_D^3}{\xi \cdot 2q_D \left(1 - \frac{1}{F_r^2 h_D^{1/3}}\right)} \quad \dots\dots\dots (3.14)$$

のようになる。 $1/F_r^2 h_D^{1/3} > 1$ であるから、一般に $\xi \rightarrow -0$ では $\omega' \rightarrow +\infty$ である。すなわち、堰近傍では流量ピークの伝播速度はほとんど無限大となる。この結果を用いると (3.12) 式の性質が議論できるようになる。すなわち、(3.1) 式は水位ピークでは $\partial q / \partial \xi = 0$ であるから、

$$\frac{\partial h}{\partial \xi} = \frac{1 - f_r^2 \frac{i_c}{i} - \lambda F_r^6 \left(\frac{i_c}{i}\right)^3 \frac{\partial q}{\partial \tau}}{\lambda (1 - f_r^2)} \quad \dots\dots\dots (3.15)$$

のように書ける。一方、(3.8) 式の結果より水位ピークでは

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \left(\frac{\partial h}{\partial \xi} \right) = 0 \quad \dots\dots\dots (3.16)$$

とみなされるから、これに (3.15) 式を入れると

$$\begin{aligned} & \frac{2q}{h^4} \left(\frac{\partial q}{\partial \tau} \right)^2 - \frac{2q}{h^3} \left(1 - \frac{1}{F_r^2} \frac{1}{h^{1/3}} \right) \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{\lambda}{h} \left(1 - \frac{q^2}{h^3} \right) \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - \frac{2q\lambda}{h^2} \left(1 - \frac{q^2}{h^3} \right) \frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} \\ & = 0 \quad \dots\dots\dots (3.17) \end{aligned}$$

のような $(\partial q / \partial \tau)$ に関する 2 次方程式が得られる。この方程式の 2 根を α, β ($\alpha > \beta$) とすると、 $\partial q / \partial \tau = \alpha$ のとき $\partial h / \partial \xi$ は極小値をとる。 $\partial h / \partial \xi$ の極小値は水面こう配の最大値に対応しており、水面変動が直線的であるという仮定を適用すれば、このとき水位ピークが発生していることになる。ところで、

$$\alpha\beta = \frac{\lambda \left(1 - \frac{q^2}{h^3} \right) \left(\frac{1}{h} \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2} - \frac{2q}{h^2} \frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} \right)}{2q / h^4} \quad \dots\dots\dots (3.18)$$

であるから、これに (3.13) 式を入れて、 $q^2 / h^3 < 1$ を考慮すれば、

$$h^2(\omega'h/2q - 1) \frac{\partial^2 h}{\partial \tau^2} < 0 \quad \dots\dots\dots (3.19)$$

のとき、 $\alpha > 0$ となることがわかる。ところが、 ω' は堰近傍では無限大であり、(3.19)式は満足される。 $\alpha > 0$ は $\partial q / \partial \tau > 0$ を示しており、このとき $\dot{q}_D > 0$ と考えられる。すなわち、水位ピーク時には流量は増加状態にあり、(3.12)式に入れると、 ξ は負であるので $\omega < 0$ となり、下流側から先にピークが発生することになる。

一般に一樣河道においては水位ピークよりも流量ピークが先に発生し、水位～流量曲線は、図-2.10において見たように流量軸に近い方から水位軸に近い方へとループを画くのであるが、いま考えているような境界条件下では、この関係は逆となり、ループの回転方向が一樣河道部分とは反対となる。

つぎに、流下に伴う流量ピークの変化は、 $\partial q / \partial \tau = 0$ の特性曲線上では

$$\frac{dq}{d\xi} = \frac{\partial q}{\partial \xi} = -\frac{\partial h}{\partial \tau} \quad \dots\dots\dots (3.20)$$

であるから、(3.8)式を用いて、 $\dot{q}_D \approx 0$ と考えれば

$$\frac{dq}{d\xi} \approx \frac{\ddot{q}_D}{h_D} \xi \quad \dots\dots\dots (3.21)$$

のように示される。一般に $[\dot{q}_D]_{\text{peak}} < 0$ であるから、 $\xi < 0$ のせき上げ領域においては $dq/d\xi > 0$ となり、流下にもなって流量ピークが増大することがわかる。このことは定性的には、この種の境界条件下では水位ピークが流量ピークに先行するため、この領域内の貯留量の最大が流量ピークが流入するよりも以前に生起し、流量ピーク時には先に貯えられた貯留量に加わって流出するために起るものと解釈される。したがって、流入ハイドログラフの変形量は貯留量の大小によって影響され、せき上げ領域の面積があまり大きくない場合には変形量はそれほど大きくはなく、流入ハイドログラフがそのまま変形を受けずに非常に速い速度で伝播すると考えてもよいであろう。このような仮定をすれば、近似的にせき上げ領域内の各点での最大水深を以下のようにして求めることができる。

(3.17)式を $\partial q / \partial \tau$ に関して解けば、水位ピークに対応して、

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} = \frac{h}{2} \left\{ \left(\frac{1}{F_r^2} \frac{1}{h^{1/3}} - 1 \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{F_r^2} \frac{1}{h^{2/3}} - 1 \right)^2 - 4\lambda \left(1 - \frac{q^2}{h^3} \right) \left(\frac{h}{2q} - \frac{1}{\omega'} \right) \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2}} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.22)$$

となる。上式において、 $1/\omega'$ を $h/2q$ に対して無視すれば

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} \approx \frac{h}{2} \left\{ \left(\frac{1}{F_r^2} \frac{1}{h^{1/3}} - 1 \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{F_r^2} \frac{1}{h^{1/3}} - 1 \right)^2 - 2\lambda \left(1 - \frac{q^2}{h^3} \right) \frac{h}{q} \frac{\partial^2 q}{\partial \tau^2}} \right\} \dots\dots (3.23)$$

である。いま、せき上げ領域内でハイドログラフの変形はないものとすれば、適当に仮定した h に対して (3.23) 式を満足する q , $\partial q / \partial \tau$ および $\partial^2 q / \partial \tau^2$ の値を試算的に求めることができる。一方、水位ピーク時における水面こう配はそれより下流に向って、堰の位置における水面と直線で結んだものに近いので、水深 h までの $\xi = 0$ からの無次元の距離 ρ は (3.15) 式より、

$$\rho = (h_D - h) \lambda (1 - f_r^2) / \left\{ 1 - f_r^2 \frac{i_c}{i} - \lambda F_r^6 \left(\frac{i_c}{i} \right)^3 \frac{\partial q}{\partial \tau} \right\} \dots\dots\dots (3.24)$$

によって求まる。(3.24) 式は普通の表示で書けば

$$l = \frac{(H_D - H) \left\{ 1 - \left(\frac{H_c}{H} \right)^3 \right\}}{i \left\{ 1 - \left(\frac{H_D}{H} \right)^3 - \frac{1}{gHi} \frac{\partial Q}{\partial t} \right\}} \dots\dots\dots (3.25)$$

である。ここに、 H_D は堰地点の水深、 H_c は仮定した H に対して (3.23) 式を満足する流量 Q に対する限界水深、 l は堰から水深 H が生じている点までの距離である。すなわち、 H_D および i はあらかじめ与えられているから、まず H を仮定し、(3.23) 式を使って Q および $\partial Q / \partial t$ を求め、ついで (3.25) 式にこれらの値と Q から計算した H_c の値を入れて、仮定した水深 H の生じている点までの距離を求めるという手順をふめばよいことになる。

(2) 実 験

i) 実験水路

実験水路は第2章、第4節の実験に用いたものと同じであり、下流端にあるプールの出口の四角堰の高さを調節することによって下流端水位を一定に保持した。

ii) 実験方法

実験の種類は表-3.1 に示したようなもので、いずれも河床こう配は $1/500$ である。各実験ケースについて、基底流量 $5 l/s$ に対して、下流端の水深を 5.6cm, 16.0cm, 20.8cm のいずれかに調節し、各実験中下流端水深をこの値に保持するようにして行なった。また、平均流速の変化を各断面中央部においてピトー管と差圧計によって測定した。

(3) 実験結果とその考察

i) 水位～時間曲線

各測点における基底流量を流したときの水位からの水位上昇量を H' として、 $H' \sim t$ 曲線を RUN10 を例にとりて示すと図-3.1 のようになる。測点 No. 10 においては、境界条件が完全に満足されたときに

は $H' = 0$ の直線にならなければならないが、実験に用いた下流端の堰の性能上多少の変動はさけられない。とくに、洪水の終末期において変動が大きくなっているが、主要部分の通過までは変動は比較的小さいので、本節で対象としている境界条件が満足されていると考えてよいであろう。図-3.1より、本実験ケースにおいては測点No.4付近から下流にかけて、 H' が急激に減少していくようすや水位ピークの生起時刻などの関係がわかるが、それらについては後に考察する。

表-3.1 実験の種類

RUN	基底流量 (l/s)	最大流量 (l/s)	継続時間 (sec)	H_D (cm)	測点配置 (m)
1	5	31.5	420	5.6	18, 34, 56, 78, 88, 98, 110, 120, 135, 147 (No.1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10)
2	5	31.5	540	5.6	"
3	5	31.5	660	5.6	"
4	5	31.5	420	16.0	"
5	5	31.5	540	16.0	"
6	5	31.5	660	16.0	"
7	5	31.5	1560	16.0	"
8	5	31.5	1920	16.0	"
9	5	31.5	420	20.8	"
10	5	31.5	540	20.8	"
11	5	31.5	660	20.8	"

ii) 水位～流量曲線

RUN 9 について、各断面中央における流速分布の実測値から求めた単位幅当りの流量と水深の関係を示すと図-3.2のようになっている。上流部の一様河道の領域とみなされる測点No.2およびNo.3でのループとそれより下流の領域におけるループの回転方向が逆となっている。このことは前節での理論的検討の結果を実証しているものと考えられる。そして、せき上げ領域の下流端近くの測点No.9では水位の変動幅が小さいにもかかわらず流量の変動量が大きいので、縦長の水位軸に垂直に近い曲線を書いてい

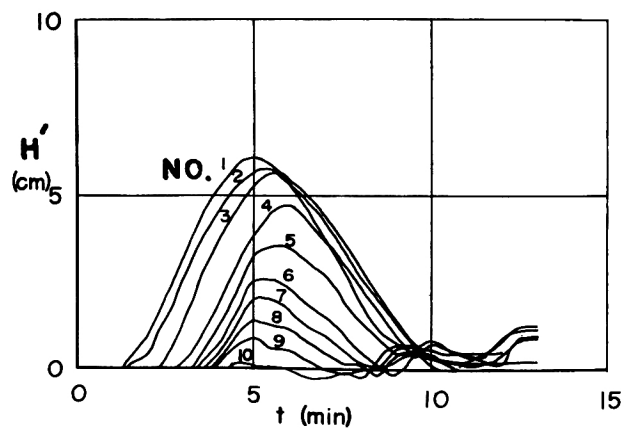


図-3.1 水位～時間曲線 (RUN 10)

るが、それより上流ではループが全体に一樣河道のものに近づくような形で傾き、ループのまるさが増大している。このようなループのまるさの強い領域で、一時的な貯留が行なわれることになり、ハイドログラフの変形が生じることになるが、前節で述べたように、一樣幅の水路においてはこの貯留の効果はそれほど大きくはない。

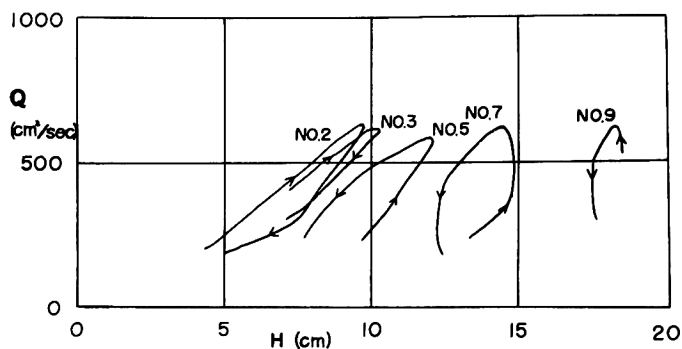


図-3.2 水位～流量曲線 (RUN 9)

iii) 水位縦断形状

同時刻水位の縦断形状の1分ごとの時間的変化の1例を示すと図-3.3のとおりである。図中の破線は境界条件の作用領域の入口付近の最大流量に近いと思われる定常流量 31 l/sec に対する水面形状である。前章で考察したように、上流の実用上境界条件が作用していないと考えられる領域(一樣河道領域)では、ピーク近傍において、加速度項は水面こう配項および摩擦項にくらべて小さく、最大水位はこの定常水位に近くなる。しかし、下流のせき上げ領域では洪水水位の方が定常水位よりもかなり大きくなっている。すなわち、最大流量に対する水位が安全側の水位を与えるという従来の考え方はあてはまらなくなっている。これは水位一定の条件下において流量が急激に大きくならなければならないことに対する加速度項の役割を反映している。すなわち、一定水位を保持しながら増大する流量を流すために水面こう配が一時的に大きくなる。しかし、なおも流量が増大してくると、もはや水面こう配だけでは対応することができなくなり、下流端の堰が下がって、流水断面積が増大して流出流量が増加することになるものと考えられる。

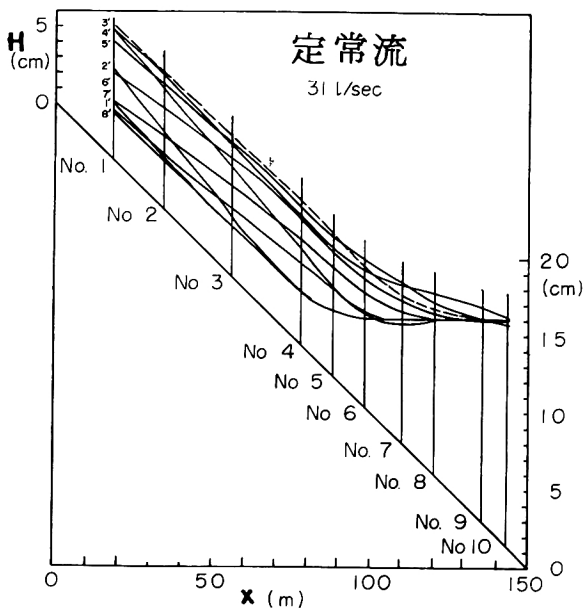
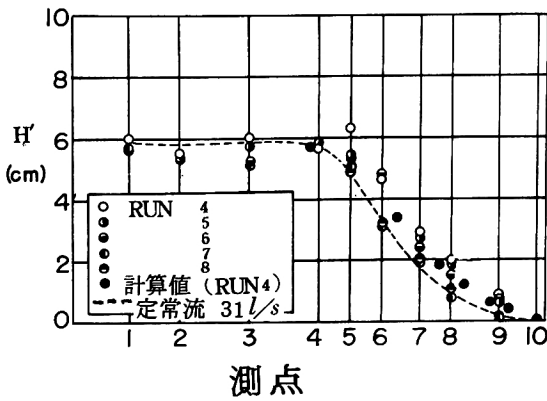
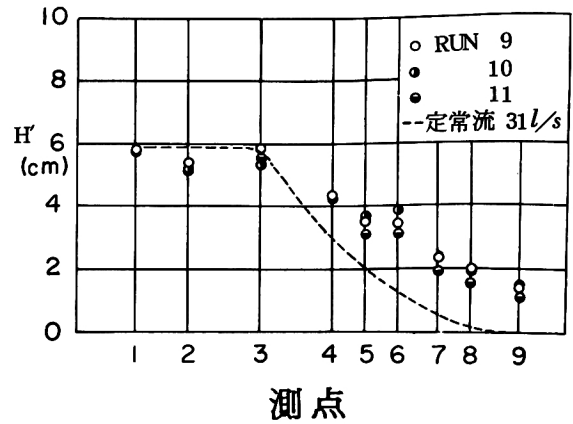


図-3.3 同時刻水位の縦断図 (RUN 4)

図-3.4(1)および(2)は各実験ケースについて基底流時の水面からの水位ピークの高さの縦断的な変化の状態を示したもので、いずれも定常流に対する水位よりも高くなっているが、水位変化速度の大きいものほど定常流水位からのへだたりが大きくなるような傾向が認められる。(3.23)式および(3.24)式による水位ピークの計算結果の例が図-3.4(1)中に記入されており、一致の程度はあまりよくないが、定常



(1)



(2)

図-3.4 水位ピークの遁減

流水位を上まわる傾向はこの式によっても説明されるようである。

つぎに、定常流水位を洪水流水位が上まわるようになる限界の条件について考察を加えることにしよう。

(3.16) 式の条件より、定常流に対する無次元水深を h_s と書けば、

$$\frac{\partial h_s}{\partial \xi} > \frac{\partial h}{\partial \xi} \quad \dots\dots\dots (3.26)$$

であれば洪水位 h が定常流の水位 h_s を上まわることになる。(3.26) 式は簡単のために Chézy 型の抵抗則を用いて普通の表示で書けば、

$$\frac{Q^2}{H^3} + \frac{1}{g} \frac{C^2(1-F_s^2)}{1-C^2i/g} \frac{1}{H} \frac{\partial Q}{\partial t} > \frac{Q_s^2}{H_s^3} \quad \dots\dots\dots (3.27)$$

となる。ここに、 F_s は定常流に対するフルード数、 C は Chézy の係数、 H_s は定常流の水深、 Q_s は定常流量である。先の理論的考察で明らかなように、水位ピーク時にはこの領域では $\partial Q / \partial t > 0$ であり、(3.27) 式は満足される。いま下流端において考えると、 $H = H_s = H_D$ 、 $\partial H / \partial t = 0$ であるから、

$$\frac{\partial Q}{\partial t} > \frac{g(1-C^2i/g)}{C^2H_D^2(1-F_s^2)} Q_s^2 \left(1 - \frac{Q^2}{Q_s^2}\right) \quad \dots\dots\dots (3.28)$$

のとき、(3.26) 式が満足される。(3.28) 式は分母に H_D を含んでいるから、 H_D が大きいほど小さい $\partial Q / \partial t$ の値で上の条件が満足されることになる。このような結果は図-3.4(1)および(2)に反映されて、せき上げ高の高い図-3.4(2)の実験ケースの方が定常流からのへだたりが大きくなっているものと考えられる。もし、本実験水路において、基底流が 5 l/s 、最大流量が 30 l/s の二等辺三角形形状のハイドログラフが $H_D = 15 \text{ cm}$ のところへ流入したものと考えれば、(3.28) 式が成立するのは継続時間が32

分以内のときである。このような例は Run 8 に対応しており、図-3.4 (1)中の Run 8 の点は定常流水深とほとんど重なっている、このような考え方の妥当性を実証しているものとみられる。

IV) 伝播速度

各実験ケースにおける水位ピークおよびフロントの伝播状況を示したのが図-3.5 (1), (2)および(3)である。フロントの伝播速度は下流端のせき上げ高さの大きいものほど速く、また水位変化速度の速いものほど速くなる傾向がみられ、第2章で考察したのと同じ傾向が認められる。

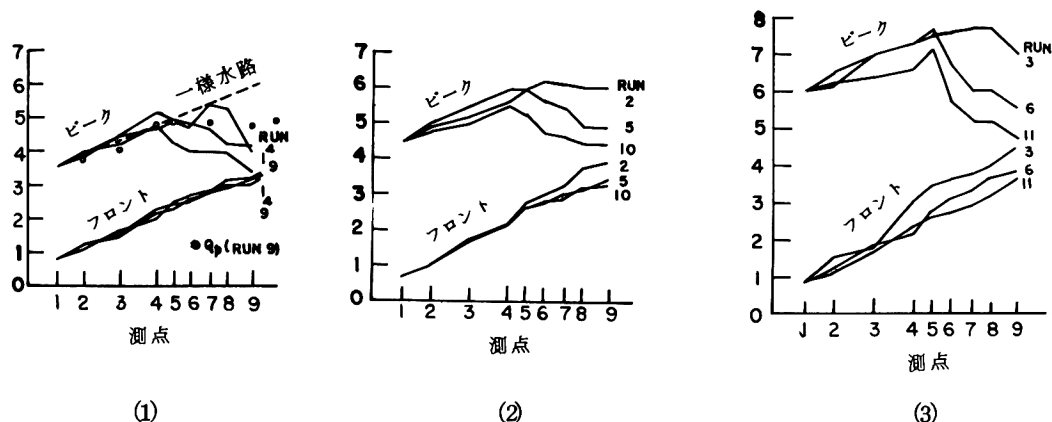


図-3.5 水位ピークとフロントの伝播速度

一方、水位ピークについては各実験ケースとも、境界条件作用領域内では下流側に先にピークが発生し、せき上げ高さが高いほど下流端でのピーク生起時刻が早くなっている。これらの事実は先の理論的考察の実証となっているものと考えられる。また、このことは定性的には、流量増加の初期には水面こう配が増大することによって、下流端水位を一定に保持し、このときに水位ピークが生ずることに対応しており、せき上げ高さの大きいものほどピーク生起時刻の早いのは、せき上げ領域内で流量の伝播速度が非常に速いことを示している。

図-3.5 (1)中には RUN 9 に対する流量ピーク伝播の状態を示しているが、これによると測点No. 4 付近から下流にかけて流量ピークの伝播速度はほとんど無限大となっており、先の理論結果と一致し、水位ピークの分離の状態がうかがえる。

V) ハイドログラフの変形

境界条件作用領域における流量ピークの変化については先に理論的考察を加えて(3.21)式を導いたが、水路上流端での流入ハイドログラフと下流端の流出ハイドログラフを比較すると図-3.6 のようになる。同一流入ハイドログラフについて、せき上げ高さの違いによって、流出ピーク流量とその生起時刻にかなり大きな相違があることがわかる。下流端プールによる変形はそれほど大きくないので、ピーク流量がせき上げ高の小さいものほど小さくなっているのは、せき上げ高の小さいものほど一様河道部分が長く、それだけ逓減量が増加するためである。そして、各実験ケースともに、流出ハイドログラフのたち上り部分は流入ハイドログラフのそれよりも急激な上昇傾向を持っており、せき上げ領域の流入点近傍における貯

留効果があらわれていることを示している。

vi) 流量追跡の方法

本節でとり扱ったような境界条件下の洪水流を実用的な意味で簡単に追跡するにあたっては以下のようにすればよいものと考えられる。

図-3.4 (1)および(2)からわかるように、境界条件の作用領域はほぼ最大流量に等しい定常流量に対するせき上げ領域であると考えてよく、この領域内の流量は、貯留域の幅が大

きくない場合には、無限大の速度で伝わると考えてよい。したがって、(3.23)式および(3.24)式を用いることによって、先に述べたように、下流端から l の点におけるピーク水深およびその生起時刻を求めることができることになる。

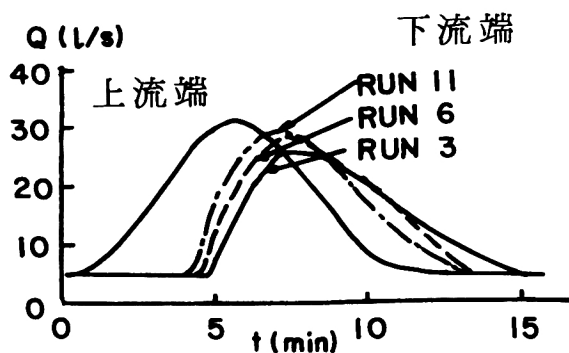


図-3.6 流入ハイドログラフと流出ハイドログラフ

第 3 節 下流端に支配断面を生ずるせき上げ領域内の洪水流^{5), 6)}

(1) 理論的考察

十分にせき上げられた領域における第1近似解を与える基礎方程式は第2節で取り扱ったように(3.3)式および(3.4)式である。

一方、貯水池流入端付近を考えると、せき上げの程度も小さく、洪水フロントが到達した時点よりしばらくの間は一様河道部分と同じような挙動を示し、その後、堰越流部の水深の増加にともなって、せき上げ領域が上流側へ遷って、せき上げの大きい領域と同じような挙動を示すようになる領域が存在する。

前者は湛水領域と呼ばれ、後者は遷移領域と呼ばれるものであるが、それらの領域の大きさは、流入する洪水の規模と先に導入した λ の値の大きさ、および貯水池のせき上げの程度に左右されるものと考えられる。

遷移領域内では、(3.1)式中において、多少ともせき上げられていることを考慮し、右辺の第2項を他の項に比して省略すれば、第1近似を与える運動方程式は、洪水到達後しばらくの間については

$$1 - \frac{1}{F_r^2} \frac{q^2}{h^{10/3}} = \left(1 - \frac{q^2}{h^3}\right) \lambda \frac{\partial h}{\partial \xi} \quad \dots\dots\dots (3.29)$$

としてもよいであろう。しかし、時間が経過して、下流端のせき上げの影響を強く受けるようになれば、湛水領域内で成立する(3.3)式が採用されるものと考えられる。

さて、湛水領域内における解を逐次近似法によって求めよう。ただし、境界条件はこの場合には、

$$\left. \begin{array}{l} \tau = \tau_0 \text{ で } h = h_0(\xi), \quad q = q_0 \quad (= \text{const.}) \\ \xi = 0 \text{ (堰地点) で } h = h_D(\tau), \quad q = \phi(h_D) \end{array} \right\} \dots\dots\dots (3.30)$$

である。

(3.3)式および(3.4)式より、 h および q の第1近似解は(3.30)式を考慮に入れて

$$\left. \begin{array}{l} h_1 = (1/\lambda) \xi + h_D \\ q_1 = \phi(h_D) - \dot{h}_D \xi \end{array} \right\} \dots\dots\dots (3.31)$$

である。 h_1, q_1 を(3.1)式に用いて、第2近似解を求めると、

$$\begin{aligned} h_2 = & \frac{1}{\lambda} \xi + h_D - \frac{(\phi + h_D \dot{h}_D \lambda)^2}{2} \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^2} - \frac{1}{h_D^2} \right\} \\ & - \left(\dot{h}_D^2 \lambda^2 + \frac{d\phi}{dh_D} \dot{h}_D \lambda + h_D \ddot{h}_D \lambda^2 \right) \ln \frac{\xi/\lambda + h_D}{h_D} + \ddot{h}_D \lambda \xi \\ & + \frac{1}{F_r^2} \left\{ \frac{3}{7} (\phi + h_D \dot{h}_D \lambda)^2 \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^{7/3}} - \frac{1}{h_D^{7/3}} \right\} \right. \\ & - \frac{3}{2} \dot{h}_D \lambda (\phi + h_D \dot{h}_D \lambda) \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^{4/3}} - \frac{1}{h_D^{4/3}} \right\} \\ & \left. + 3 \dot{h}_D^2 \lambda^2 \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^{1/3}} - \frac{1}{h_D^{1/3}} \right\} \right\} \dots\dots\dots (3.32) \end{aligned}$$

$$q_2 = - \int_0^\xi \frac{\partial h_2}{\partial \tau} d\xi \dots\dots\dots (3.33)$$

となる。ここに $\dot{h}_D = dh_D/d\tau$ である。

$h_D \gg \xi/\lambda$ の範囲においては、(3.32)式は

$$\begin{aligned} h_2 \approx & h_D + \frac{1}{\lambda} \xi \left\{ 1 + f_{rD}^2 \left(1 + \frac{h_D \dot{h}_D \lambda}{\phi} \right)^2 - \left(\frac{\dot{h}_D^2}{h_D} \lambda^2 + \frac{d\phi}{dh_D} \frac{\dot{h}_D}{h_D} \lambda \right) - \frac{\phi^2}{F_r^2 h_D^{10/3}} \right\} \\ & \dots\dots\dots (3.34) \end{aligned}$$

となり、 $h_D \dot{h}_D \lambda / \phi$ は元の次元に戻せば $(1/iV_D) \partial H_D / \partial t$ である。これは田中⁷⁾が一様河道領域で提案した擬似定流性の指標と同形であり、一般の洪水では1にくらべて十分に小さいものと考えられる。また、十分せき上げられている領域ではフルード数も1にくらべて小さく、さらに堰地点では摩擦項も小さいので(3.34)式は結局

$$h_2 \approx h_D + \xi/\lambda \dots\dots\dots (3.35)$$

のように近似化され、湛水領域内の水面変動はほぼ水平である。

つぎに、このような湛水領域がどれほどの長さを持つものかを知るために、まず (3. 32) 式の両辺を ξ で微分し、湛水領域内の流速にくらべて水位上昇速度 \dot{h}_D が十分に小さい通常の場合を考えれば

$$\frac{\partial h_2}{\partial \xi} \approx \frac{1}{\lambda} + \frac{1}{\lambda} \frac{(\phi + h_D \dot{h}_D \lambda)^2}{(\xi/\lambda + h_D)^3} - \frac{1}{\lambda F_r^2} \frac{(\phi - \dot{h}_D \xi)^2}{(\xi/\lambda + h_D)^{5/3}} \quad \dots\dots\dots (3. 36)$$

のように書くことができる。ここで、湛水領域の定義として、実用的な意味から、水面こう配が河床こう配の 10% を越えない領域であるとすれば、

$$1 - \lambda \frac{\partial h}{\partial \xi} = \epsilon \leq 0.1 \quad \dots\dots\dots (3. 37)$$

の条件を常に満足するような長さを求めればよい。

(3. 36) 式を (3. 37) 式に入れ、

$$F_r^2 (\xi/\lambda + h_D)^{1/3} = K \quad \dots\dots\dots (3. 38)$$

とおけば、

$$-\xi/\lambda \leq h_D - 2.15(1/K - 1)^{1/3} (\phi + h_D \dot{h}_D \lambda)^{2/3} \quad \dots\dots\dots (3. 39)$$

となる。これは次元を元に戻せば

$$-ix \leq H_D - 2.15 \left(\frac{1}{K_0} - 1 \right)^{1/3} g^{-1/3} \left(Q_D + \frac{H_D}{i} \frac{\partial H_D}{\partial t} \right)^{2/3} \quad \dots\dots\dots (3. 40)$$

である。ここに、 K_0 は (3. 38) 式の値で、 F_r^2 は (2. 8) 式で与えられる。

(3. 40) 式は水位上昇期には短かく、減衰期に長く、全体としてループを画くような領域を示しているが、常にこのループよりも下流側の堰との間にある領域を湛水領域であると定義すれば、湛水領域の長さ L は (3. 40) 式の x の最小値である。

つぎに伝播速度について考えることにしよう。湛水領域内においては以上で見てきたように、水面変動はほとんど水平であり、水位波形の伝播速度はほとんど無限大である。

一方、湛水領域内の流量波形の伝播速度は、 q に対して (3. 31) 式の q_1 が十分によい近似であることを用いると、

$$\frac{\partial q}{\partial \tau} \div \frac{\partial q_1}{\partial \tau} = \frac{d\phi}{dh_D} \dot{h}_D - \ddot{h}_D \xi = 0 \quad \dots\dots\dots (3. 41)$$

の条件下で考えているので、流量ピークの伝播速度 ω' は、

$$\omega' = \frac{\partial^2 q_1}{\partial \tau^2} \bigg/ \frac{\partial^2 h_1}{\partial \tau^2} = \frac{d\phi}{dh_D} + \left(\dot{h}_D \frac{d^2 \phi}{dh_D^2} - \ddot{h}_D \xi \right) \frac{\xi}{d\phi/dh_D} \quad \dots\dots\dots (3.42)$$

となつて、 $\xi \rightarrow 0$ とすれば

$$\omega' = \frac{d\phi}{dh_D} \quad \dots\dots\dots (3.43)$$

となり、Kleitz-Seddonの式となる。

つぎに、遷移領域内での洪水流の挙動について調べよう。遷移領域の定義としては、先に定義された湛水領域より上流部に接続するせき上げの影響を受ける範囲であるとするのが妥当であろう。とくに、(3.40)式が満足される境界線を示すループが含まれるような範囲においては、流入の前半では単に多少のせき上げ領域を伝播する洪水流であり、後半においては、湛水領域を伝播する洪水流と同じ挙動をするはずであり、この領域における前半と後半での特性変化は著しく、洪水波形の著しい変形が起るものと考えられる。また、ループよりも上流側ではせき上げ領域を伝播する洪水流であるとして解析できるはずである。

さて、せき上げ領域における洪水流については、第1近似として、(3.29)式を用いることができることを述べた。(3.29)式は幅一定の様な水路における不等流の運動方程式であり、第1近似において遷移領域内では q を場所的に一定であると仮定すれば、下流端が湛水領域の水深 h_T と接続するという境界条件

$$\left. \begin{array}{l} \xi = \xi_T \text{ で } h = h_T(\tau), \quad q = \phi(h_T) \\ \tau = \tau_0 \text{ で } h = h_0(\xi), \quad q = q_0 (= \text{const.}) \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.44)$$

のもとに、不等流水面形解析と同様の手法で解ける。すなわち、

$$u = \frac{h}{(q/F_r)^{3/5}} \quad \dots\dots\dots (3.45)$$

とおけば、(3.44)式を満足する(3.29)式の解は、

$$\begin{aligned} \xi - \xi_T = \lambda \left(\frac{q}{F_r} \right)^{3/5} \left[(u - u_T) - \left\{ F\left(u, \frac{10}{3}\right) - F\left(u_T, \frac{10}{3}\right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{3}{4} q^{1/5} F_r^{9/5} \left\{ F\left(v, \frac{5}{2}\right) - F\left(v_T, \frac{5}{2}\right) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (3.46) \end{aligned}$$

となる。ただし、

$$F\left(u, \frac{10}{3}\right) = \int_0^u \frac{du}{1 - u^{10/3}}, \quad v = u^{4/3} \quad \dots\dots\dots (3.47)$$

である。(3.46)式は h を簡単に求める形となっていないが、形式的には

$$h = \phi(\xi, h_T) \quad \dots\dots\dots (3.48)$$

の形を持っており、(3.48)式を連続式に入れて

$$\frac{\partial \phi}{\partial h_T} \frac{\partial h_T}{\partial \tau} + \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.49)$$

より、 q の第2近似解を求めることができる。 h_T と q の第1近似値とは、(3.44)式の関係で結びつけられているので、(3.49)式はまた、

$$h = \varphi(\xi, q) \quad \dots\dots\dots (3.50)$$

の形にも書け、連続式に入れて

$$\frac{\partial \varphi}{\partial q} \frac{\partial q}{\partial \tau} + \frac{\partial q}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.51)$$

と書けるから、最大流量の伝播速度は

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \frac{1}{\partial \varphi / \partial q} = \frac{1}{\partial h / \partial q} \quad \dots\dots\dots (3.52)$$

となって、Kleitz-Seddonの法則に従う。

しかし、(3.52)式の結果は、流量ピーク時においても第1近似として、(3.29)式が成立するとした場合であって、河道領域と遷移領域との接続点近傍においてはこの結果が十分成立するものと考えられるが、(3.40)式で示されるループ曲線の内部のような湛水領域近傍においては、流量ピークの生起時刻には十分せき上げられて、むしろ湛水領域と考えた場合に近く、流量ピークの伝播速度は(3.42)式が近似しているものと考えられる。

このように、遷移領域は、その領域固有の基礎方程式を持つのではなく、洪水前半部においては河道領域の特性に近く、後半において湛水領域の特性に近い特性を持つ領域である。ここで注意すべきことは、湛水領域においては、水位と流量の伝播速度が全く異なり、しかも流量伝播速度が下流端の境界条件の方から決定されることである。上流の河道領域では水位波形と流量波形はともに、ほぼ Kleitz-Seddon の

法則に従って流量波形が少し先行するような形態をとりながら進行するのであるから、下流端境界条件の作用によって遷移領域内で、水位伝播速度と流量伝播速度に複雑な分離が起り、とくに水位ピークの伝播速度は遷移領域で Kleitz - Seddon 則に従う速度からほとんど無限大の速度へ不連続的に遷移することになる。

つぎに遷移領域の長さについて考えると、遷移領域の上流端は一樣河道領域と結合し、このような部分では第1近似として (3.46) 式が成立することを述べた。いま、遷移領域の定義として、一樣河道部分の水深の 1.1 倍よりも大きい水深となる部分であるとすると、一樣河道部分では運動方程式の第1近似としては等流の式が成立するから、その水深を h_0 と書けば、 $1.1 h_0$ に対応する (3.46) 式中の u および v の値はそれぞれ 1.1 および 1.136 となる。湛水領域における水深 h_T は下流側境界条件によって h_0 とは全く独立に与えられるので、イクスプリシットに遷移領域の長さを決定することはできないが、(3.46) 式によって、 q の値に従って変化する長さが決定されることになる。

(2) 実 験

i) 実験水路

実験水路は第2章の実験に用いたのと同じもので、水路の下流端近傍 (144 m 地点) に刃型堰を設置して行なった。

ii) 実験方法

実験の種類は表-3.2に示すようなもので、いずれも水路こう配は $1/500$ である。

表-3.2 実験の種類

RUN	基底流量	最大流量	継続時間	下流端刃型堰	測 点 配 置
1	(l/s) 5	(l/s) 30	(sec) 300	高さ 10 cm	(No.1) (No.2) (No.3) (No.4) 17, 32, 56, 73,
2	5	40	300	越流幅 60 cm	(No.5) (No.6) (No.7) 98, 119, 143 (m)
3	5	50	600		
4	5	30	300	高さ 15 cm	
5	5	40	300	越流幅 60 cm	
6	5	50	600		
7	5	30	300	高さ 10 cm	(No.1) (No.2) (No.3) (No.4) 17, 34, 56, 68,
8	5	40	300	越流幅 30 cm	(No.5) (No.6) (No.7) (No.8) 78, 88, 98, 110,
9	5	50	600		(No.9) (No.10) 120, 143 (m)

RUN 1～RUN 3 は下流端の堰の高さが 10 cm で、越流幅が水路幅と同じ 60 cm の場合である。RUN 4～RUN 6 は同様に堰の高さのみが 15 cm に変わった場合である。RUN 7～RUN 9 は RUN 1～RUN 3 および RUN 4～RUN 6 のそれぞれと同じ上流端ハイドログラフに対して、下流端の堰高を 10 cm、越流幅を水路の半幅の 30 cm としたものである。

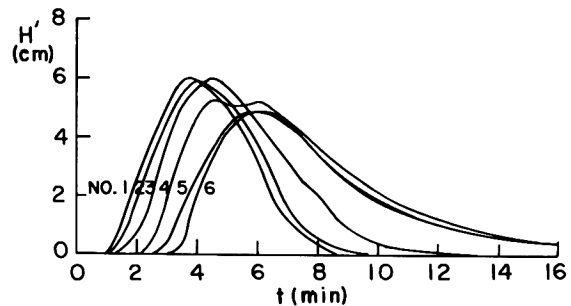
なお、越流堰の高さは上流端における最大水深のせいぜい 1 倍～2 倍程度であって、本実験は大規模な貯水池における洪水流に対するものというより、比較的規模の小さい砂防ダムあるいは用水取り入れ堰程度の大きさの堰によるせき上げ領域へ、かなり加速度項の大きい洪水流が流入した場合に相当している。

実験中には各測点において水位のみの連続記録を抵抗線式水位計でとった。

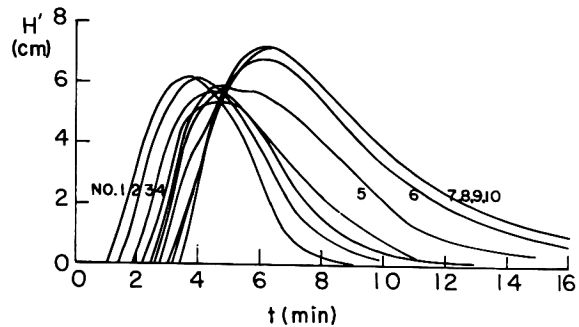
(3) 実験結果とその考察

i) 水位～時間曲線

水位～時間曲線の例を図-3.7(1)および(2)に示す。ただし縦軸は各測点における基底流水位からの変動量である。図からわかるように、堰に近い方の水位～時間曲線においては、ほとんど位相が重なって変動し、水面がほとんど水平になって、いわゆる湛水領域の存在していることがわかる。このような傾向は図-3.7(2)のようなせき上げ高さの大きい場合に著しく、測点 No. 8, 9 および 10 においては水位上昇期のごく初期を除いて、完全に重なっている。また、このような位相の一致は時間の経過とともに、次第に上流側へ移動し、水位～時間曲線がある時刻に至って急激に変形するような、いわゆる遷移領域の存在も判明する。とくに、RUN 4 における測点 No. 4 あるいは RUN 7 における No. 5 の曲線においては、水位の極大値が 2 つ存在し、それぞれのピークは上流から伝播する河道領域の位相と下流条件によって決定される湛水領域の位相とに対応している。したがって、水位



(1) (RUN 4)



(2) (RUN 7)

図-3.7 水位～時間曲線

ピークの伝播について着目する場合には、遷移領域中のこのような極大値の 2 つあらわれる場所を境として、伝播速度が不連続に変化し、水位波形と流量波形に顕著な分離が起ることを示唆している。このようなことは後の伝播速度の比較によっていっそう明白となるが、先の理論的考察の結果を証明している。

ii) 水位縦断形状および各領域の長さ

RUN 1 および RUN 7 を例にとって、各時刻の同時水面形を示したのが図-3.8(1)および(2)である。図-3.8(2)中には下流端ピーク流量に対する定常流の水面形を示しているが、このような境界条件では、前節で取り扱ったような境界条件の場合と違って、定常流水位を洪水流水位が越えることはなく、水位ピークの包路線はほぼ水平となっている。図より、水面変動がほぼ水平であると考えられる領域は上昇期には短く、下降期には長くなっていることがわかるが、(1)で定義したように、 ε の値が0.1よりも小さくなる範囲を実験値から求めると、それぞれ、実線で画いたような反時計方向のループが得られる。一方、各実験ケースについて、(3.40)式を満足する範囲を示すと、図中の破線となり、実験の精度を考えれば、(3.40)式はほぼ満足すべき結果を与えていると言えよう。したがって、先に定義した湛水領域は、RUN 1 および RUN 7 において、ともに125m地点付近から下流144mの堰地点までの約19mの範囲ということになり、せき上げ高さが小さく、しかも加速度項の比較的大きい本実験のような場合には非常に短くなることがわかる。

一方、遷移領域は(3.40)式をあらわすループが大きく、越流幅が水路幅と同じであるRUN 1 の場合でも、長さは約30mとなり、越流幅の小さいRUN 7 では約70m程度となって、

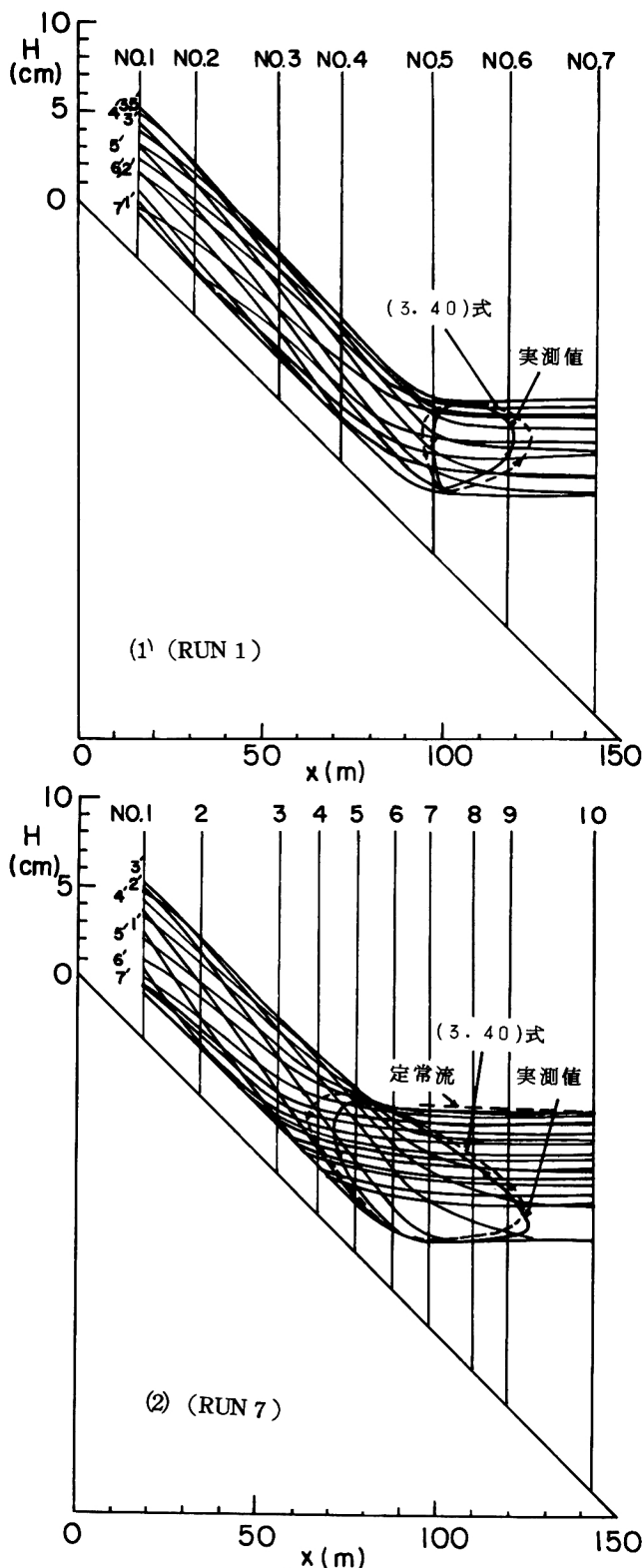


図-3.8 同時刻水面形

湛水領域にくらべてかなり大きく、このような場合には遷移領域のはたす役割が相対的に非常に重要であることを示している。

iii) せき上げ背水領域におけるハイドログラフの変形特性

堰による洪水調節機能の計算式としては従来から広く用いられている貯留計算を行なうことが考えられるが、本実験のように相対的に遷移領域が重要な場合にどの程度の精度を持っているかを検討しよう。

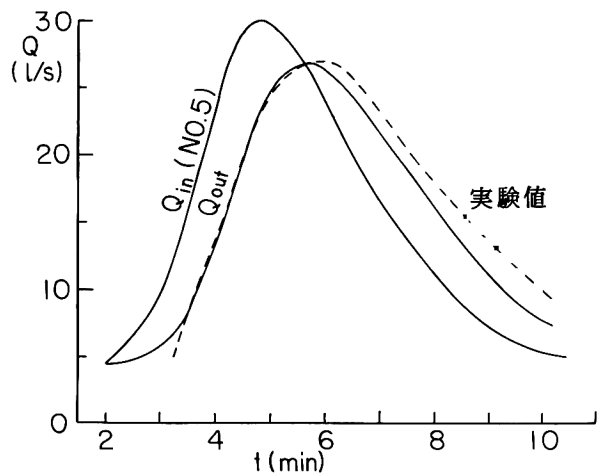
いま、湛水領域の終端付近に適当に定めた流入量を Q_{in} ，堰からの流出量を Q_{out} とし、貯留量を S とすれば

$$\frac{dS}{dt} = Q_{in} - Q_{out} \quad \dots\dots\dots (3.53)$$

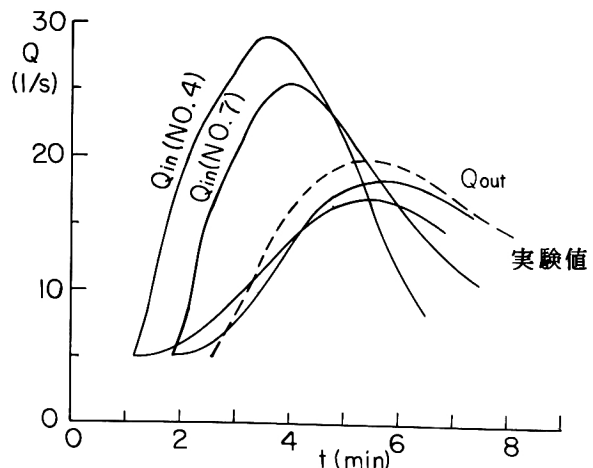
であるから、 S が Q_{out} の関数として与えられている場合には、 Q_{in} を与えれば Q_{out} は図式的に容易に解くことができる。ここで問題となるのは、 Q_{in} をどのようにして知るかということであるが、各測点では水深の変化のみしか実測していないので、精度は劣るが、上流端で与えられたハイドログラフから連続式による追跡計算を行なった。

さて、このようにして求めたせき上げの効果が認められる領域における流入ハイドログラフを用いて、上述の貯留計算を行なった結果の例が図-3.9(1)および(2)である。

図-3.9(1)のような全幅越流の場合は、せき上げ領域においても、水位変動の幅は河道部分とあまりかわらず、貯留現象に対しては、初期のせき上げによる量だけがあたかも死水域を形成したのと同じような効果となり、河道領域、遷移領域および湛水領域について、水面こう配こそ大きく違っているが、貯留量の時間的变化には顕著な差はない。したがって、このような場合に対しては、遷移領域をも湛水領域と考えた貯留計算を行なっても、実験値との大きな



(1) (RUN 1)



(2) (RUN 7)

図-3.9 貯留計算と実験値の比較 (Chengの方法)

差は出てこないものと考えられ、結果は確かにそのようになっている。このことは換言すれば、遷移領域および湛水領域を、基底流に対する水面形を仮想の河床面と考え、それを河道領域と同じ河床こう配になるように修正したような仮想の河道領域である

ると考えた場合とも、ほぼ等しいことになり、実際に図-3.10のように水位ピークの基底流水面からのたち上がり量（波高）の距離的变化をとってみると、遷移領域において比較的急激な変化は認められるけれども、一樣河道で成立する（2.73）式を用いて計算した結果とほぼ等しくなっていて、上記の事柄を証明しているものと考えられる。

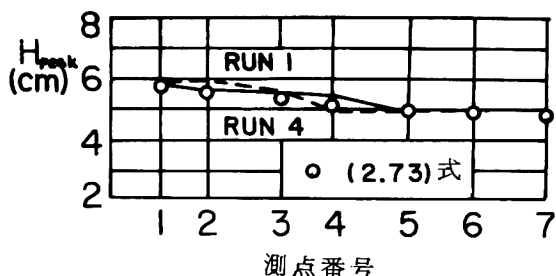


図-3.10 水位ピークの通減
(RUN 1, RUN 4)

しかし、越流幅が水路幅の半分となっている RUN 7 においては、図-3.9(2)に見るように、遷移領域の上流端近傍の測点 No. 4 における流入量を Q_{in} として貯留計算を行なった結果は実験値と大きく異なっており、遷移領域のほぼ中間付近の測点 No. 7 における流量を Q_{in} としてもなおかなりの偏差のあることがわかる。すなわち、RUN 7 においては遷移領域が湛水領域にくらべて非常に大きく、遷移領域における水面変動を水平であると仮定することにはかなりの誤差が含まれることを示している。しかし、このような場合に対するハイドログラフの変形特性を理論的に定量的に評価することは非常に難しく、電子計算機を用いた基礎方程式の数多くの数値計算によって、全般的な傾向を導き出す必要があるであろう。

IV) 水位ピークおよび流量ピークの伝播速度

図-3.11 に RUN 1, RUN 4 および RUN 7 について水位ピークの伝播時刻の変化状況を示している。先に定義した遷移領域のほぼ中間点よりも下流側については水位ピークの伝播速度は非常に速く、ほぼ水平に水位変動が起っていることを示している。そして、それよりも上流側では一樣河道の洪水流の特性を持って伝播してきた水位ピークの到達時刻と不連続となっており、先に述べた水位～時間曲線のダブルピーク波形の生ずる位置がこの不連続点となっていることがわかる。また、全幅越流の場合には下流端での水位ピークの生起時刻が一樣河道のものとはほとんど同じであり、半幅越流の場合には遅れているが、この理由については、堰地点での水位ピークは流量ピークに一致することと、以下に述べる流量ピークの伝播特性から説明される。

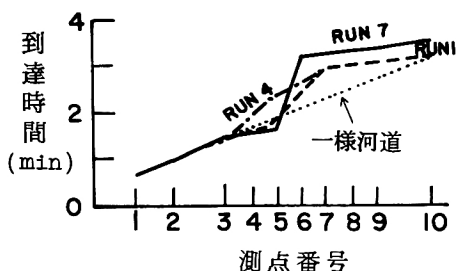


図-3.11 水位ピークの伝播

流量ピークの伝播の状態を図-3.12 に示す。ただし、各測点での流量ピークの生起時刻は先

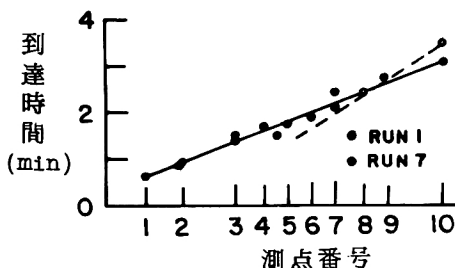


図-3.12 流量ピークの伝播

に述べた方法によって追跡計算した結果から求めたもので、必ずしも精度の高いものとは言えないが、およそその特性はうかがえるものと思われる。さて、図中の実線は一樣河道領域に対する Kleitz-Seddon の式で計算したものであり、破線は RUN 7 について、(3.43) 式を示している。実際に RUN 7 について湛水領域で成立する (3.42) 式を計算してみると $d\phi/dh_p$ の項にくらべて右辺第 2 項は十分に小さく、 $\xi \rightarrow 0$ としなくても湛水領域全体について十分 (3.43) 式が成立することがわかる。図-3.12 より、河道領域および遷移領域では、一樣河道と考えた Kleitz-Seddon の式が比較的よくあてはまり、湛水領域に対しては (3.43) 式が成立することがわかる。なお、RUN 1 について湛水領域においても一樣河道と考えた場合とほとんど一致しているのは、全幅越流の堰については、本実験のような水路条件の場合に一樣河道における dQ/dH の値と、堰地点における (3.43) 式を示す dQ_b/dH_b の値がほとんど同じであることに起因していることは先に考察したとおりである。つぎに、遷移領域における流量ピークの伝播特性を理解するために、RUN 7 を例にとって水深～流量曲線を示せば図-3.13 のようになる。図には比較のために定常流に対する曲線が同時に示されている。

遷移領域である測点 No. 7 の曲線を見ると、水位ピークと流量ピークの位置が大きくはずれて、流量ピークが水位ピークに先行することの他に、流量ピーク近傍までの曲線は一樣河道のそれに接近していることがわかる。このような場合、流量ピークの伝播速度は (3.52) 式で示され、流量ピークの生起時には湛水領域の水位はまだそれほど上昇していないのでせき上げ量も少なく、流量ピークは遷移領域内をほぼ一樣河道内と等しい伝播速度で流下することになるものと思われる。

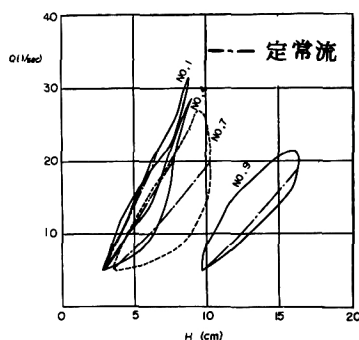


図-3.13 水深～流量曲線

V) 運動方程式中の各項のオーダー比較

先の理論的考察においては、湛水領域の式として (3.3) 式が、遷移領域内では第 1 近似として (3.29) 式が成立するものとしたが、実験値についてこのことを検証してみよう。RUN 1 について運動方程式 (2.88) の各項のオーダー比較を行なうと表-3.3 のようになる。これより、RUN 1 の場合には、測点 No. 6 よりも少し下流が本章で定義した湛水領域と遷移領域の境界になっていることが判明するが、測点 No. 6 あるいは No. 5 のような遷移領域中では⑧および⑨欄の差を省略した (3.29) 式を、湛水領域では 1 にくらべて⑥、⑦、⑧および⑨欄のいずれもが小さく (3.3) 式を近似式として採用してもよいことがわかる。

表-3.3 運動方程式の各項のオーダー比較 (RUN 1)

①	②	③	④	⑤	⑥	⑦	⑧	⑨	⑩
No.	t	$H(\text{cm})$	$Q'(l/s)$	$\frac{\partial H}{\partial t} \frac{1}{V_i}$	$\left(\frac{H_0}{H}\right)^2 \left(\frac{R_0}{R}\right)^{\frac{4}{3}}$	$\left(\frac{H_c}{H}\right)^3$	$2\left(\frac{H_c}{H}\right)^3 \frac{\partial H}{\partial t} \frac{1}{V_i}$	$\frac{1}{g\Lambda i} \frac{\partial Q'}{\partial t}$	ϵ
3	5'00"	2.5	5.0	0	1.09	0.439	0	0	0.84
	6'00"	3.5	9.5	0.25	1.19	0.632	0.35	0.307	1.40
	8'00"	7.8	30.0	0.192	1.16	0.539	0.162	0.100	1.21
	8'30"	8.1	31.0	0	1.12	0.580	0	-0.0577	1.15
	9'00"	7.5	27.0	-0.167	1.06	0.486	-0.135	-0.179	1.03
	10'00"	6.5	19.5	-0.267	0.833	0.386	-0.212	-0.153	0.824
	11'00"	4.9	11.5	-0.233	0.754	0.320	-0.191	-0.158	0.686
	12'00"	3.6	7.5	-0.150	0.815	0.355	-0.153	-0.118	0.767
	13'00"	2.8	5.0	-0.10	0.779	0.313	-0.105	-0.101	0.684
5	6'00"	3.2	5.0	0	0.522	0.210	0	0	0.395
	6'30"	3.3	5.5	0.36	0.584	0.239	0.172	0.14	0.615
	8'00"	6.4	20.0	0.240	0.927	0.422	0.202	0.336	1.105
	9'00"	7.7	27.0	0.128	0.970	0.449	0.115	0.0736	0.871
	10'00"	8.2	26.0	0	0.751	0.344	0	-0.0692	0.515
	11'00"	7.4	21.5	-0.198	0.672	0.317	-0.126	-0.0958	0.564
	12'00"	6.2	16.5	-0.197	0.681	0.323	-0.127	-0.103	0.564
	14'00"	4.4	9.0	-0.158	0.605	0.286	-0.0901	-0.0800	0.460
	16'00"	3.6	5.5	-0.646	0.449	0.185	-0.239	-0.0277	0.320
6	6'30"	7.4	5.0	0	0.0425	0.0170	0	0	0.025
	7'00"	7.6	5.5	0.448	0.0182	0.0197	0.07	0.07	0.033
	8'00"	10.0	17.5	0.800	0.185	0.0852	0.136	0.163	0.139
	9'00"	12.2	25.0	0.268	0.205	0.0967	0.0518	0.0639	0.132
	9'30"	12.5	27.0	0.0926	0.227	0.105	0.0195	0.0136	0.120
	10'00"	12.5	26.5	-0.0590	0.216	0.101	-0.0119	-0.0397	0.095
	10'30"	12.25	25.0	-0.184	0.203	0.0954	-0.0351	-0.0403	0.113
	11'00"	11.9	22.5	-0.238	0.170	0.0835	-0.0397	-0.0595	0.075
	12'00"	10.8	17.5	-0.341	0.157	0.0674	-0.0460	-0.0617	0.080
	13'00"	9.7	13.0	-0.412	0.121	0.0523	-0.0431	-0.0584	0.057
7	7'00"	12.4	5.0	0	0.0090	0.00358	0	0	0.005
	7'30"	13.1	7.5	2.19	0.0168	0.00753	0.0329	0.054	0.03
	8'00"	14.5	13.5	1.61	0.0359	0.0195	0.0627	0.107	0.062
	8'30"	15.9	19.0	0.837	0.0563	0.0249	0.0115	0.0892	0.080
	9'00"	16.8	24.0	0.456	0.0720	0.0340	0.0310	0.0506	0.060
	9'30"	17.2	26.0	0.165	0.0790	0.0373	0.0123	0.0247	0.057
	10'00"	17.4	27.0	-0.064	0.0840	0.0390	-0.00501	0	0.050
	10'30"	17.1	26.0	-0.230	0.0806	0.0379	-0.0174	-0.0249	0.036
	11'00"	16.7	23.5	-0.391	0.0725	0.0328	-0.0256	-0.0595	0.007
	12'00"	15.5	18.5	-0.461	0.0561	0.0257	-0.0237	-0.0366	0.017
	13'00"	14.6	13.5	-0.432	0.0356	0.0164	-0.0142	-0.0388	0
	14'00"	13.8	10.0	-0.517	0.0307	0.0111	-0.0115	-0.0291	0.001
	15'00"	13.1	7.5	-0.524	0.0170	0.00741	-0.00777	-0.0216	0
	16'00"	12.7	6.0	-0.208	0.0125	0.00518	-0.00215	-0.0112	0
	17'00"	12.6	5.0	-0.126	0.0086	0.00344	-0.000867	0	0
	18'00"	12.5	5.0	-0.062	0.0087	0.00351	-0.000439	0	0

第 4 節 下流端水位が流量に無関係に変動するせき上げ領域内の洪水流⁵⁾

(1) 理論的考察

下流端において十分にせき上げられている場合のみを考えることにすれば、これはこれまでに取扱ってきた場合を含むもっとも一般的な形の境界条件である。すなわち、ここで扱うべき境界条件は

$$\left. \begin{array}{l} \tau = \tau_0 \text{ で } h = h_0(\xi), \quad q = q_0 \quad (= \text{const.}) \\ \xi = 0 \text{ (下流端) で } h = h_D(\tau), \quad q = q_D(\tau) \end{array} \right\} \dots\dots\dots (3.54)$$

である。ただし、 $h_D(\tau)$ と $q_D(\tau)$ とを結びつける関数関係は一般的には存在しない。

このような場合にも、十分にせき上げられている領域では、運動方程式の第1近似としては(3.3)式が成立し、(3.4)式と(3.54)式によって第1近似解を求め、しかる後、(3.1')式の右辺に第1近似解を入れて第2近似解を求めると、

$$\begin{aligned} h_2 = & \frac{1}{\lambda} \xi + h_D - \frac{(q_D + h_D \dot{h}_D \lambda)^2}{2} \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^2} - \frac{1}{h_D^2} \right\} + \ddot{h}_D \lambda \xi \\ & - (h_D \dot{h}_D \lambda^2 + \dot{q}_D \lambda + \lambda^2 \dot{h}_D^2) \ln \frac{\xi/\lambda + h_D}{h_D} \\ & + \frac{1}{F_r^2} \left[\frac{3}{7} (q_D + h_D \dot{h}_D \lambda)^2 \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^{7/3}} - \frac{1}{h_D^{7/3}} \right\} \right. \\ & - \frac{3}{2} \dot{h}_D \lambda (q_D + h_D \dot{h}_D \lambda) \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^{4/3}} - \frac{1}{h_D^{4/3}} \right\} \\ & \left. + 3 \dot{h}_D^2 \lambda^2 \left\{ \frac{1}{(\xi/\lambda + h_D)^{1/3}} - \frac{1}{h_D^{1/3}} \right\} \right] \dots\dots\dots (3.55) \end{aligned}$$

$$q_2 = - \int_0^\xi \frac{\partial h_2}{\partial \tau} d\xi \dots\dots\dots (3.56)$$

となる。

前節と同様に、 $h_D \gg \xi/\lambda$ の範囲では(3.55)式は近似的に

$$\begin{aligned} h_2 \approx & h_D + \frac{1}{\lambda} \xi \left[1 + \frac{q_D^2}{h_D^3} \left(1 + \frac{h_D \dot{h}_D \lambda}{q_D} \right)^2 - \frac{\lambda}{h_D} (\dot{q}_D + \lambda \dot{h}_D^2) - \frac{q_D^2}{F_r^2 h_D^{10/3}} \right] \\ & \dots\dots\dots (3.57) \end{aligned}$$

と書くことができる。(3.57)式を(3.56)式に入れると、

$$q_2 \approx q_D + \dot{h}_D \xi + \frac{1}{2\lambda} \xi^2 \left(\frac{2q_D \dot{q}_D}{h_D^3} - \frac{4\dot{h}_D^2 q_D \lambda}{h_D^3} - \frac{3q_D^2 \dot{h}_D}{h_D^4} + \frac{3\dot{h}_D \dot{q}_D \lambda}{h_D^2} - \frac{\ddot{q}_D \lambda}{h_D} \right. \\ \left. - \frac{2\dot{h}_D \ddot{h}_D \lambda^2}{h_D} - \frac{2q_D \dot{q}_D h_D - 10q_D^2 \dot{h}_D / 3}{F_r^2 h_D^{10/3}} \right) \dots\dots\dots (3.58)$$

として流量の第2近似値が形式的には求まることになる。これらの結果は第2節および第3節のものとはほとんど同形であるが、水位ピークの伝播速度を求めると、(3.57)式および(3.58)式より

$$\omega = \frac{\partial^2 h / \partial \tau^2}{\partial^2 q / \partial \xi^2} \\ = \left\{ \ddot{h}_D + \frac{1}{\lambda} \xi \left(\frac{12q_D^2 \dot{h}_D^2}{h_D^5} + \frac{12\dot{h}_D^3 q_D \lambda - 12q_D \dot{q}_D \dot{h}_D - 3q_D^2 \ddot{h}_D}{h_D^4} \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2\dot{q}_D^2 + 2q_D \ddot{q}_D - 8\dot{h}_D \ddot{h}_D q_D \lambda - 10\dot{h}_D^2 \dot{q}_D \lambda}{h_D^3} + \frac{3\dot{h}_D \dot{q}_D \lambda + 4\dot{h}_D \ddot{q}_D \lambda + 2\dot{h}_D^2 \ddot{h}_D \lambda^2}{h_D^2} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\ddot{q}_D \lambda + 2\dot{h}_D^2 \lambda^2 + 2\dot{h}_D \ddot{h}_D \lambda^2}{h_D} - \frac{2\dot{q}_D^2 + 2q_D \ddot{q}_D}{F_r^2 h_D^{10/3}} + \frac{10}{3} \frac{4q_D \dot{q}_D \dot{h}_D + q_D^2 \ddot{h}_D}{F_r^2 h_D^{10/3}} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{130}{9} \frac{q_D^2 \dot{h}_D^2}{F_r^2 h_D^{10/3}} \right) \right\} \left/ \frac{1}{\lambda} \left(\frac{2q_D \dot{q}_D - 4\dot{h}_D^2 q_D \lambda}{h_D^3} - \frac{3q_D^2 \dot{h}_D}{h_D^4} + \frac{3\dot{h}_D \dot{q}_D \lambda}{h_D^2} \right. \right. \\ \left. \left. - \frac{\ddot{q}_D \lambda + 2\dot{h}_D \ddot{h}_D \lambda^2}{h_D} - \frac{2q_D \dot{q}_D h_D - \frac{10}{3} q_D^2 \dot{h}_D}{F_r^2 h_D^{10/3}} \right) \right. \dots\dots\dots (3.59)$$

を得る。

十分にせき上げられている場合を考えることにし、摩擦項に関連する項を省略し、水位ピーク時には $\dot{h}_D \approx 0$ であるとして、その他の微小項を省略すれば $\xi \rightarrow 0$ のとき

$$\omega \approx \frac{\lambda h_D^3 \ddot{h}_D}{2q_D \dot{q}_D} \dots\dots\dots (3.60)$$

と簡単化される。水位ピーク時には $\ddot{h}_D < 0$ と考えられ、このとき \dot{q}_D が正であれば下流側に水位ピークが先行する。このような場合に対しては、第2節で考察したような各種の現象が生起するものと考えられる。一方、下流端に支配断面が生じているような場合には $\dot{h}_D = 0$ のとき、 $\dot{q}_D = 0$ であるから、 $\omega \rightarrow \infty$ となって第3節で考察した場合に相当する。

しかし、本節で対象とするような場合に対する一般理論をこれ以上に展開することは困難であると思われる、つぎに実験的にその特性を調べてみることにしよう。

(2) 実 験

i) 実験水路

実験水路は第2章の実験に用いたものと同じである。

ii) 実験方法と種類

実験は下流端水位の自動制御装置によって下流端水位を任意に変動させて行なったが、まず河川の自己流量が一定である場合に、下流端水位の変動が上流へ遡上する特性を調べ、ついで上流から不定流が流入する場合の実験を行なった。

実験の種類は表-3.4に示すようなものである。なお、水路こう配は $1/500$ である。

表-3.4 実験の種類

RUN	流入流量			下流端水位			(上流端ピーク 発生時刻)	測点配置
	定常流			初期水深	最大水深	継続時間	(下流端ピーク 発生時刻)	
1	5 (l/s)			11.0 (cm)	17.4 (cm)	14 (min)		(No1) (No2) (No3) (No4) 18, 34, 56, 78, (No5) (No6) (No7) (No8) 88, 98, 110, 120, (No9) (No10) 135, 147 (m)
2	5			11.0	23.0	14		
3	9.5			11.0	17.4	14		
4	9.5			11.0	23.0	14		
5	20.5			11.0	17.4	14		
6	20.5			11.0	23.0	14		
7	30.5			11.0	17.4	14		
8	30.5			11.0	23.0	14		
9	基底流量	最大流量	継続時間	初期水深	最大水深	継続時間		
	(l/s)	(l/s)	(min)	(cm)	(cm)	(min)	(min)	
	5	31.5	7	11.0	17.4	14	- 1	
	5	31.5	7	11.0	23.0	14	- 1	
	5	31.5	9	11.0	17.4	14	- 1	
	5	31.5	9	11.0	23.0	14	- 1	
	5	31.5	7	11.0	17.4	14	2	
	5	31.5	7	11.0	23.0	14	2	
15	5	31.5	9	11.0	17.4	14	2	
16	5	31.5	9	11.0	23.0	14	2	

(3) 実験結果とその考察

i) 水位変動の遡上特性

図-3.14 に水位変動のフロントの遡上の状態を示す。実際にフロントとして観察される位相の遡上速度は理論的な擾乱の遡上速度 ($\sqrt{gH} - V$) よりも遅くなっているが、下流端変動水位の変動速度が大きいほど速く、かつ上流まで影響が及ぶ。また固有流量の大きい場合ほど遡上速度は遅くなっていることがわかる。このようなフロントの遡上特性は第2章の (2.35) 式および (2.36) 式で説明される。すなわち、($\sqrt{gH} - V$) の速度で遡上するフロントは遡上にともなって指数関数的に減衰するが、その減衰の指数の絶対値は水位変動速度が大きいほど小さいので減衰量が少なくなり遡上速度は速くなる。また、固有流量が増加すると \sqrt{gH} の増加よりも V の増加割合が相対的に大きいので遡上速度が減少するものと説明される。

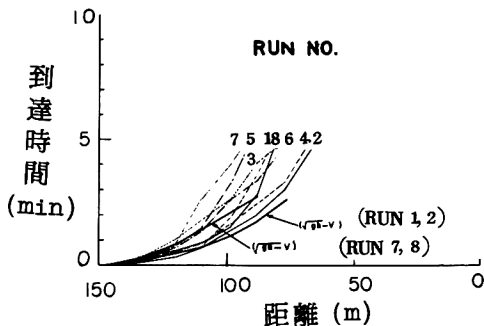


図-3.14 フロントの遡上

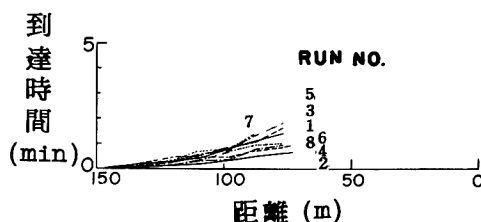


図-3.15 水位ピークの遡上

図-3.15 は水位ピークの遡上の状態を示したものであるが、もっとも特徴的なことは遡上速度が非常に速いことである。

一方、遡上にともなう波高の変化については、矢野・足立・奥田・樋口・大同⁵⁾は固有流量が一定で、かつ等流状態であれば、伝播とともに指数関数的に逓減するとしている。しかし、本実験のようなせき上げ領域においては図-3.16 に示すように、指数関数的には逓減せず、下流端近傍ではかえって増大するような傾向も認められる場合がある。このような傾向は原理的には (3.57) 式の性質として説明できるはずであるが、固有流量が一定の場合でも、水位変動に応じて q_D の値は変化し、一般的に論ずることは困難である。図-3.16 より、固有流量が大きいほど逓減量が大きく、同一の流量に対しては変動波高の小さいほど逓減量の小さいことがわかる。

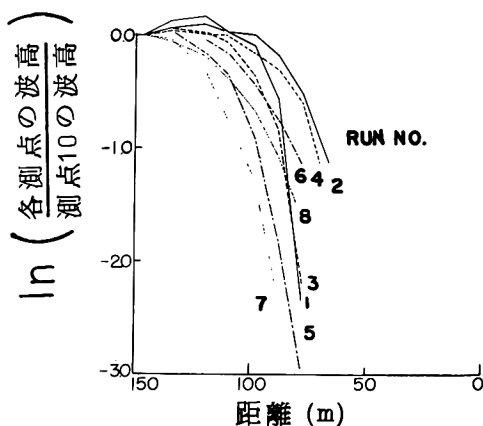


図-3.16 遡上ピーク波高の変化

ii) 固有流量が不定流の場合の伝播特性

図-3.17 は固有流量が不定流の場合の水位ピークの伝播の様子を示す。実験値は下流端にお

ける水位ピークが上流端水位ピークの生起時刻より約1分後のものと、約2分前のものとのグループに分れる。このような場合の水位ピークの伝播速度は下流端条件に大きく影響されて、上流からの流入ハイドログラフの形状はあまり大きく影響を及ぼさないようである。

本実験のように、下流端水位の変動が流入ハイドログラフと全く独立であるような場合には流入流量よりも大きい流量が流出するような場合が予想され、第2節の場合と同様に不定流の最大水位が定常流量で予想されるよりも大きくなることが考えられる。図-3.18はRUN11に対する同時刻水面形状とRUN7に対する水位ピークの包絡線とを比較したものであり、不定流が流入する場合に最大水位が非常に大きくなっている状態がうかがえる。

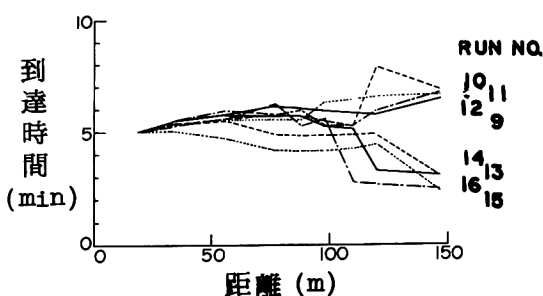


図-3.17 水位ピークの伝播

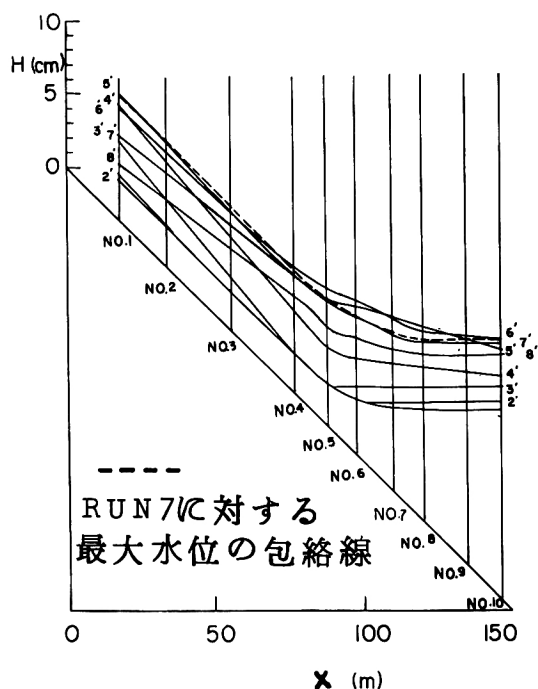


図-3.18 水面形状

第 5 節 種々の水位境界条件が洪水流に与える総合効果

(1) 一様河道内に水位を常時一定に保持するような貯水池が築造された場合

これは河道内に発電ダムが築造されたような場合と考えられるが、先に図-3.5でみたように、下流端近傍になるに従って水位ピークが先に生起し、上流部の一様河道領域におけるピーク流量から Kleitz - Seddon の式を用いて計算した一様河道内での洪水伝播よりも非常に速く洪水が到達する結果となる。境界条件の作用領域内においては、流量ピークの伝播速度はほとんど無限大であるので、貯水池幅が比較的狭くて、貯留量の変動値があまり大きくない場合には、このような貯水池の築造は、それよりも下流に対

しては貯水池の長さだけ河道が短くなったのと同じような働きをする。したがって、下流のある地点に対しては、洪水到達時間が早くなるだけではなく、一様河道内における通減量に相当する量および貯水池内において流量に先行して水位ピークが発生することによる初期の貯留量に加わって流出する量が従来のものよりも流量増として影響することになる。さらに、このような場合には図-3.6 でみたように、洪水上昇期において、流量増加速度が大きくなり、より急激な出水となることに注意しなければならない。とくに、このような貯水池が、一本の河道に沿って、連続的に築造される場合には、築造前とくらべて出水の速度が非常に早くなることに注意をする必要があろう。

(2) 一様河道内に自由越流型の固定堰が築造された場合

第3節において、このような堰がある場合には、遷移領域と湛水領域が形成されるが、流量ピーク付近までは遷移領域内でも一様河道に近い特性を持っており、結局一様河道部分と堰地点での水位～流量曲線の接線こう配 (dQ/dH) の値があまり変わらない全幅越流の場合には、下流部に対して、貯水池築造前と到達時刻やピーク流量のような洪水波の特性はほとんど変化することなく伝播し、越流幅が縮小される場合には、貯水池での貯留効果のために、下流部に対しては、洪水到達時刻がおくれ、ピーク流量も一様河道の場合にくらべて小さくなることを明らかにした。上の結果から、堰地点での dQ/dH の値の方が河道部分のそれにくらべて大きい場合には伝播速度が一様河道のそれよりも速くなることが推察される。ここでは、このことを確かめるために、第3節の実験で用いた水路床に平均粒径約 0.8mm の比較的均一な砂を敷いて全幅越流の固定堰に関する実験を行なった結果について述べよう。

移動床においては、水利条件に応じて河床の凹凸が形成され、流量と粗度係数の関係は複雑に変化する⁹⁾が、定常流を流して十分に河床形状が安定したと

認められる状態での水深～流量曲線は図-3.19 のようになり、同じ図に画いた堰の越流水深と流量の関係にくらべて dQ/dH の値は小さくなっている。このような場合に対する水位ピークの伝播の状態を示したのが図-3.20 である。実験における堰の高さが小さいことと、河道部分と堰部分での水深～流量曲線にあまり大きな差がないために、あまり顕著にはなっていないが、堰地点における水位ピーク（流量ピーク）の到達時刻が、一様河道部分の dQ/dH の値から計算したものよりも少し早くなっていることがわかる。

以上の結果より、自由越流方式の堰の築造によって下流部に流出する洪水流の受ける特性の変化には、堰の越流条件が非常に重大な影響を与えることが結論される。

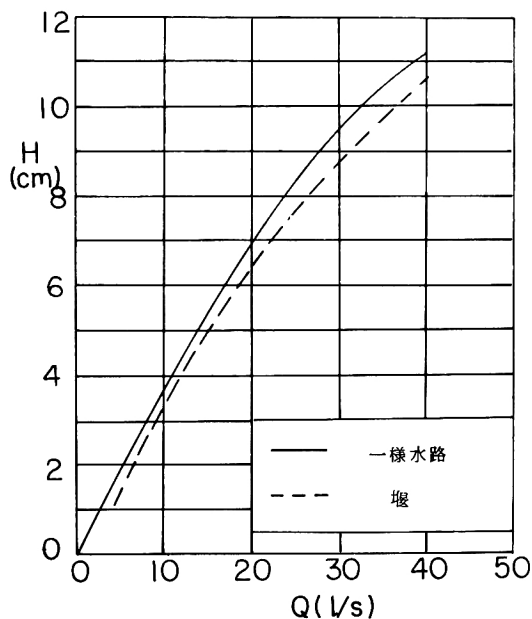


図-3.19 水深～流量曲線

(3) 自由越流型固定堰群が築造された場合

自由越流固定堰が河道に沿って直列に築造された場合、各々の貯水池が全く独立に一樣河道領域、遷移領域および湛水領域を持つときには、単一の貯水池が存在する場合についての考察をそのまま適用することができるが、最近のように、揚水式発電所が各所に築造されるようになると、遷移領域あるいは湛水領域内に上流側の堰堤が築造されることとなり、一度大洪水に会えば単一の貯水池が存在する場合とは異なった挙動をするのではないかと考えられる。

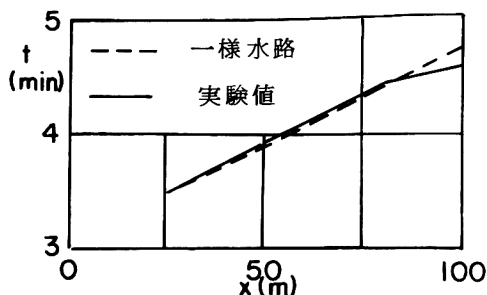


図-3.20 水位ピークの伝播
(基底流量 10 l/s , 最大流量 40 l/s)
(継続時間 7 分 30 秒, 堰高 6 cm)

先に述べた移動床実験において、100 m 地点に設置した高さ 6 m の全幅堰の上流 20 m の 80 m 地点に、さらにもう 1 つ高さ 6 cm の全幅堰を設置して、図-3.20 の場合と同じハイドログラフを持つ洪水流を流下させた場合の水位ピークの伝播のようすは図-3.21 のようになる。100 m 地点に単一の堰がある図-3.20 の場合には、測点 No. 3 から下流で水位ピークがほぼ無限大の速度で伝播する領域となっているが、2 個の堰を設置した場合には、80 m 地点の堰の直上流と 100 m 地点の堰の直上流における水位ピークの生起時刻にかなりの差が生じている。水位測定がこの間においては上記の 2 点のみであったので、その間でどのような伝播機構を持っていたのかは明らかではないが、この区間での水面変動が水平であったと仮定したハイドログラフの図式解法によって求めた遅れ時間が実験結果と一致するので、2 つの堰間における水位ピークの伝播のようすは破線で示すようであり、80 m 地点の堰の上下流で水位ピークの生起時刻が不連続になるものと考えられる。

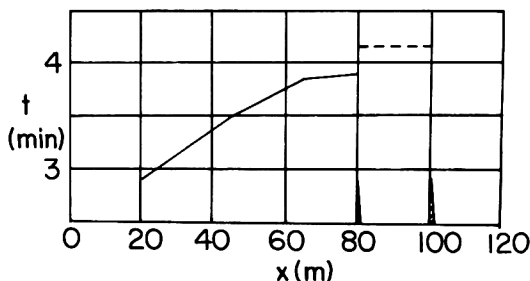


図-3.21 貯水池群の場合の
水位ピークの伝播
(基底流量 10 l/s , 最大流量 40 l/s)
(継続時間 7 分 30 秒, 堰高 6 cm)

このように、貯水池内につぎつぎに階段状に堰が造られるような場合には、洪水伝播は堰の越流水深～流量曲線のみによって支配され、これらが元の河道の水深～流量曲線と全然異なった形状を持っている場合には、伝播特性は全然異なったものとなることが予想される。

(4) 貯水池が土砂で満杯になった場合

最近方々で貯水池の埋没の問題が重要となってきたが、とくに比較的小規模なダムや砂防ダムでは満杯になっているものも多い。満杯となったダムが洪水流に対して、一樣河道やまだ満杯とならない貯水池を流下する場合とどのように違った影響を与えるかをあらかじめ知っておく必要があろう。

先の移動床の実験において、図-3.2.2 のように元河床こう配の $1/2$ のこう配で満砂状態になったものと想定して、砂をあらかじめそのように敷きならして実験を行なった。こう配の急変点である 50 m

付近では、上流側と下流側の等流水深が異なるため、下流側からせき上げられ、丁度せき上げ領域を通過する洪水における遷移領域での挙動と同じように水位～時間曲線にピークが2つ生ずるような結果となり、伝播速度はここを境界として、上流で速く、下流で遅くなる。水位ピーク伝播のようすの1例を図-

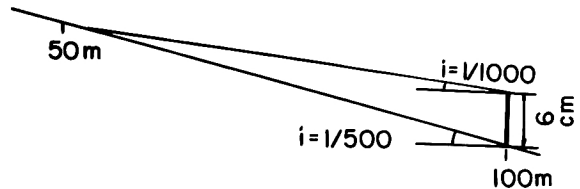


図-3.22 実験水路底こう配模式図

3.23 に示す。図に、 $i = 1/500$ および $i = 1/1000$ に対応する Kleitz-Seddon の式によって求められる曲線を示しているが、それぞれの領域では比較的良好に合っている。しかし、ここで注目すべきことは、85 m から 100 m にかけて、一様河道での Kleitz-Seddon 則で示される伝播速度よりも、実験値がわずかながら速くなっていることである。このような傾向は他の実験ケースにおいても認められ、実験誤差として捨て去ることはできない。これはこの部分で低下背水曲線があらわれているための影響と考えられる。

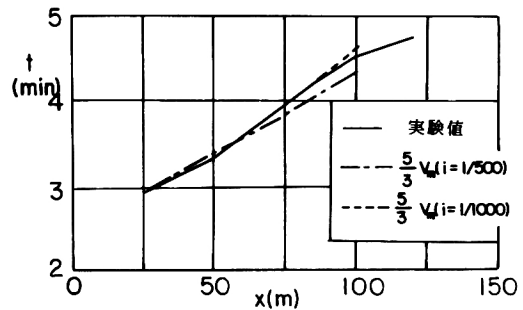


図-3.23 満砂状態の場合の
水位ピークの伝播
(基底流量 10 l/s, 最大流量 35 l/s)
(継続時間 4 分 30 秒)

ここで、低下背水領域における洪水伝播特性にふれてみよう。第3節で取り扱った遷移領域における洪水流と同じく、低下背水領域においても、運動方程式の第1近似としては(3.29)式が成立するはずであり、この領域内で $q = \text{const.}$ と仮定すれば、第3節と同様に、

$$\xi - \xi_c = \lambda \left(\frac{q}{F_r} \right)^{3/5} \left[(u - u_c) - \left\{ F \left(u, \frac{10}{3} \right) - F \left(u_c, \frac{10}{3} \right) \right\} \right. \\ \left. + \frac{3}{4} q^{1/5} F_r^{3/5} \left\{ F \left(v, \frac{5}{2} \right) - F \left(v_c, \frac{5}{2} \right) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (3.61)$$

$$\left. \begin{aligned} \text{ただし, } u &= h / \left(\frac{q}{F_r} \right)^{3/5}, \quad v = u^{4/3} \\ F \left(u, \frac{10}{3} \right) &= \int_0^u \frac{du}{1 - u^{10/3}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (3.62)$$

によって、ある位相に着目したときの水位の近似値が得られることになる。ただし、 ξ_c は支配断面のあらわれる点の座標であり、 ξ_c は厳密には q の値によって変化するが、ここでは常に段落部に固定されていると考えておく。また、 ξ_c における水深 h_c は着目している位相の流量に対する限界水深である。

(3.61) 式は

$$q = f(\xi, h) \quad \dots\dots\dots (3.63)$$

という関係を示しているから、これを連続式に入れると、

$$\frac{\partial h}{\partial \tau} + \frac{\partial f(\xi, h)}{\partial h} \frac{\partial h}{\partial \xi} + \frac{\partial f(\xi, h)}{\partial \xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.64)$$

となる。(3.64)式の特性方程式、

$$\frac{d\tau}{1} = \frac{d\xi}{\frac{\partial f(\xi, h)}{\partial h}} = \frac{-dh}{\frac{\partial f(\xi, h)}{\partial \xi}} \quad \dots\dots\dots (3.65)$$

より、特性曲線

$$\frac{d\xi}{d\tau} = \frac{\partial q}{\partial h} \quad \dots\dots\dots (3.66)$$

上において、

$$\frac{dq}{d\xi} = 0 \quad \dots\dots\dots (3.67)$$

となり、Kleitz-Seddon則に従う伝播速度(3.66)式上で、 $q = \text{const.}$ であるような kinematic wave をあらわしていることがわかる。そして、(3.66)式であらわされる伝播速度は低下背水領域であるので、一様な河道におけるよりも速くなるはずである。この結果は図-3.22の結果の証明となっていると考えられる。

つぎに、実用的な意味から、このような低下背水領域がどれほどの長さを持っているかの検討を行なう。低下背水領域の定義としては一様河道部分の水深の0.9倍以下の水深の部分であるとしよう。等流水深の無次元量を h_0 と書けば、 $h = 0.9 h_0$ のとき、(3.62)式で $u = 0.9$ 、 $v = 0.87$ となる。この値を(3.61)式に入れると長さが計算される。いま、大略の値を知るために、 $F_r^2 = 0.01$ とすれば、これは $h_c/h_0 = 0.216$ に相当し、(3.61)式に入れて、

$$\xi - \xi_c \approx -0.28 \lambda \left(\frac{q}{F_r} \right)^{3/5}$$

同様に、 $F_r^2 = 0.5$ の場合には、

$$\xi - \xi_c \approx -0.03 \lambda \left(\frac{q}{F_r} \right)^{3/5}$$

となる。これらは次元を元に戻して、背水領域の長さを L と書けば、それぞれ、 $iL/H_0 = 0.28$ および 0.03 のようになる。したがって、通常河川の洪水を対象とする場合には

$$iL/H_0 \leq 0.30 \quad \dots\dots\dots (3.68)$$

と考えれば十分であろう。

以上の考察より、低下背水領域がある場合の洪水伝播を求めるには、まず、このようにして低下背水領域の長さを知り、区間内で適当な水深変化を仮定して、Kleitz-Seddon 則から伝播速度を求めればよい。

このようにして、土砂で満杯となった貯水池の伝播速度を実験値について求めたところ、低下背水によって伝播速度が速くなる割合と、堆積によってこう配が緩くなることによって伝播速度が遅くなる割合とが消し合うように働き、元河床こう配に等しい河床こう配の一樣河道を伝播する場合とあまり変わらないという結果となった。しかし、このような効果のいずれが重要な意味を持ってくるかは低下背水領域の長さや堆積領域の長さおよび堆積こう配に関係しており、とくに後者についての見積りが困難であるので一般的に論ずることは現状ではできない。

第 6 節 結 語

本章では下流側の水位および流量の境界条件が洪水流の伝播特性に与える影響について理論的および実験的考察を加えるとともに、各種河川構造物、とくにダムについて、その築造が従来の洪水伝播特性をどのように変化させるかについて考察を加えてきた。本章で得られたおもな結果を列挙して結語とすればつぎのようである。

1. 十分にせき上げられた領域においては、運動方程式の第1近似としては(3.3)式が用いられ、せき上げの程度があまり大きくない領域あるいは低下背水領域においては(3.29)式が用いられる。

2. 下流端水位が一定の境界条件下においては、

a) 水位変動は下流端の水面の位置に集中するような直線で近似され、水位～流量曲線がループを画く方向は一樣河道内とは逆向きであって、下流側ほど先に水位ピークが生起する。

b) ピーク流量は下流ほど増大し、ハイドログラフは流下にもなって、次第に尖鋭なものとなる。

c) 流入ハイドログラフが(3.28)式で与えられる限界の流量増加率よりも大きい流量増加率を持っているような場合には、せき上げ領域内の最大水位は同じ流量に対応する定常流の水位よりも大きくなる。

d) 境界条件の作用領域の長さは、実用的には、最大流量に等しい定常流量に対するせき上げ領域の長さであると考えてよく、(3.23)式および(3.24)式を用いることによって、この領域内の任意の点の最大水位とその生起時刻を求めることができる。

e) このような境界条件を発生する構造物の築造は、以上のような作用を持っているので、下流側に対して、洪水到達時刻を早めるとともにピーク流量を増大させ、さらに上流側に対しては、流入ハイドログラフの性質によっては定常流に対する水位よりも大きい水位をもたらすなど危険側の要素を持っていることに留意し、あらかじめ水位を下げておくなどの注意を必要とする。

3. 下流端に支配断面を持つせき上げ背水の条件下では、

a) 水位変動が常に水平に近い湛水領域と、洪水初期には一様河道領域に近く、後期には湛水領域に近い遷移領域に分けられる。

b) 湛水領域の長さは実用上 (3.40) 式で求められる。

c) せき上げの規模が大きく、かつ流入ハイドログラフの加速度項があまり大きくないような場合には、せき上げ領域内における湛水領域が相対的に重要な意味を持ってきて、従来の貯水池における貯留計算が比較的正しい結果を与えるが、相対的に遷移領域が大きい場合には誤差が大きくなる。

d) 遷移領域では、水位ピークの生起時刻が流量ピークの生起時刻よりも大きく遅れるが、湛水領域に入ると両者の生起時刻は接近し、下流端で一致する。

e) 流量ピークの伝播速度は遷移領域、湛水領域ともに、Kleitz-Seddon の法則に従う。したがって、このような境界条件を発生する構造物の設置による下流河道への影響は、支配断面における水位～流量の関係が従来の河道におけるそれとどのように違うかによって、洪水到達時刻が早くなるか遅くなるか、ピーク流量が大きくなるか小さくなるかなどが決定される。

f) せき上げ領域内にもう1つこのような境界条件を発生する構造物が築造されたような場合には、両方の構造物で囲まれた部分で、下流構造物による支配断面の水位～流量曲線に支配されるような容量遅れが起り、このような構造物が階段状に設けられた場合には、元の河道を伝播する洪水とは性質が全く異なってくることが予想される。

4. 下流端水位が流入量に無関係に変動する境界条件下においては、

a) 河川固有流量が定常流である場合の津波や高潮の遡上に関連して行なった実験で、せき上げ規模が大きい場合に、遡上にともなう波高の増大が生ずることが認められた。

b) 河川固有流量が不定流である場合には、下流側の水位変動の位相と流入ハイドログラフの位相のずれの時間が重要な影響を及ぼし、下流端水位が一定の条件下と同様の現象の生起する場合がみられた。これは、このような境界条件の特殊な場合が下流端水位一定という境界条件になることから理解される。

5. 貯水池が土砂で満杯になった場合には、堰地点では段落水流となり、低下背水が形成される。低下背水領域においても、伝播速度は Kleitz-Seddon 則に従い、一様河道におけるよりも水深変化が小さいので、伝播速度は速くなる。しかし、貯水池内の土砂堆積こう配は一般に元河床こう配よりも緩く、伝播速度を遅くするように作用するので、貯水池の埋没が洪水伝播に対して結果的にどのような影響を持つかは、その状態に応じて本章で行なったような考察を加えることによって明らかとなる。

参 考 文 献

- 1) 伊藤剛：河道に設けた貯水池の水理，土木試験所報告，第46号，1939，pp. 1～15.
- 2) 矢野勝正・足立昭平：貯水池における洪水波伝播に関する実験的研究，京大防災研究所創立5周年記念論文集，1956，pp. 211～219.
- 3) 石原安雄・岸田隆：貯水池による洪水調節とその下流部洪水流に及ぼす総合的效果について，京大防災研究所創立5周年記念論文集，1956，pp. 201～210.
- 4) 芦田和男・高橋保：境界条件による洪水流の変形に関する研究（第2報），京大防災研究所年報，第9号，1966，pp. 579～591.
- 5) Ashida, K and T.Takahashi: On the characteristics of flood waves under various boundary conditions, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ., Vol.16, Part3, 1967, pp. 23～47.
- 6) 矢野勝正・芦田和男・高橋保：境界条件による洪水流の変形に関する研究（第1報），京大防災研究所年報，第8号，1965，pp. 257～270.
- 7) Tanaka, K: On the quasi-steady flow in the open channel, Technology of the Osaka Univ., Vol.2, No.44, 1952, pp. 183～194.
- 8) 矢野勝正・足立昭平・奥田節夫・樋口明生・大同淳之：寝屋川鴻池貯水池操作法に関する模型実験，京大防災研究所創立5周年記念論文集，1956，pp. 241～272.
- 9) 矢野勝正・高橋保・松本喬：移動床水路における不定流，第24回土木学会年次学術講演会講演集，1969，pp. 63～64.

第 4 章 河道幅の変化が洪水流に与える影響 に関する研究

第 1 節 概 説

自然河道では、第1章でみたように、断面形の変化がかなり急激な場合が多く、水流がはく離して貯留領域を形成する場合や、支配断面を生じてその上流にせき上げ領域を作る場合がある。前者のような場合でも、平均河道幅が場所的にあまり変化せず、かつ貯留効果を適当に評価することができれば、平均的な意味での一様な河道としての議論ができるものと考えられる。とくに、上流からの流入洪水がこの河道を通して、ある基準地点にどのような形状で伝播してくるかについては、その地点より上流での洪水の局所的な特性はそれほど重要ではなく、むしろ河道を通して考えている地点に到達するまでに、洪水がどのような変形を受けたかということが重要であり、なんらかの平均化の操作の入った議論が必要であろう。

一方、断面変化が局所的に非常に急激に起る場合には、その部分での洪水流の挙動が下流への洪水流出に対して重大な影響を与えるものと考えられ、そのような部分をも含んだ長い区間にわたっての平均的な議論は適当でないであろう。第3章で取り扱った種々の水位境界条件もこのような局所的な現象が重要な場合であるが、河道幅の変化によって、このような条件があらわれる代表例は、断面が次第に狭さくし、しかる後拡大して支配断面が生ずるような場合であろう。

従来の変断面水路における洪水流の研究は、主として断面変化があまり急激でなく、貯留効果がない場合を対象としている。すなわち、田中¹⁾は直線的に幅が変化する断面形について、第1近似としては定常等流の式が成立するものとして、断面が変化する場合についても、伝播速度が Kleitz - Seddon の式で記述されるとしている。林²⁾は同様に第1近似として等流の式を使い、水深、水面こう配、速度および加速度を計算して、第1近似同様の一階偏微分方程式であらわされる第2近似式を求めて解を得ている。一方、木村³⁾は洪水頂点あるいは鞍点でのエネルギーこう配は定流のそれで近似できるとし、不定流時の水面こう配と流速および加速度を定流に対するものと不定流に対するものの和であると考え、不定流の効果を定流のエネルギーこう配の補正項の形で導入して、伝播速度や流量および水位の変化特性を求めている。

以上の理論の結果はいずれも水位ピークの伝播速度は Kleitz - Seddon 則に従うか、あるいは多少の修正項を加えたものとなっている。しかし、支配断面を生ずるような急激な断面変化の場合には、第3章でみたように、水位ピークと流量ピークの伝播が分離し、水位ピークの伝播は Kleitz - Seddon の式では説明できないことが予想され、上述の議論は適用できないものと考えられる。したがって、第2節では、新たに、このような場合に対する洪水流の挙動に対して理論的考察を加え、さらに実験によってその特性を明らかにする。

一方、不規則な断面幅を持つ河道における洪水流について、河道を平均化して取り扱い、不規則性の効果をなんらかの方法によって導入しようとする研究では、第2章で述べたように速水の理論が注目されるが、水流がはく離するような場合には、拡散係数のみの評価では現象を説明し得ず、はく離にもとづく貯

留効果を考慮に入れる必要がある。したがって、第3節では不規則性に起因する遊水効果および大規模擾乱の効果を考慮に入れて、速水が行なったのと同様の拡散類似式による議論を行なう。表現としては水深の追跡の形をとるが、もとより、水路幅の変化によって、水深は局所的にはかなり大幅に変化するので、定常流においても等流とは考えられないが、河幅の不規則性のスケールよりも十分に長い距離をとった場合の平均水路幅が一樣と考えられるような範囲で擬似等流を仮定し、このような場での平均的な流量逓減の特性や伝播特性を議論する。そして、このような議論を進める場合には、水流のはく離による抵抗変化の効果があらかじめわかっている必要があるので、まず定常流による実験によってこのような特性を明らかにし、その結果を使って洪水流の解析を行なう。

第 2 節 狭さく部における洪水流

(1) 理論的考察

断面が次第に縮少し、最狭部を通過して、また次第に拡幅するような場合を考え、最狭部で支配断面を生ずるものとする。最狭部を $x = 0$ とし、下流方向に $x > 0$ とすると、運動方程式は、簡単のために広幅長方形断面を考えると、

$$i - \left(1 - \frac{Q^2}{gB^2H^3}\right) \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{1}{gBH} \frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{2Q}{gB^2H^2} \frac{\partial Q}{\partial x} + \frac{n^2 Q^2}{B^2 H^{10/3}} - \frac{Q^2}{gB^3H^2} \frac{dB}{dx} \quad \dots\dots\dots (4.1)$$

となる。ただし、 B は水路幅である。また、本章以下では全断面流量を Q と書くことにする。

連続式は

$$B \frac{\partial H}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (4.2)$$

である。ここで考える境界条件は

$$\left. \begin{array}{l} x=0 \text{ で } H=H_c(t), \quad Q=f(H_c) \\ t=0 \text{ で } H=H_s(x), \quad Q=\text{const.} \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.3)$$

である。ただし、 H_s は定常流水深を意味する。

第1近似においては、(4.1)式中の $\partial Q / \partial t$ および $\partial Q / \partial x$ の項を省略すれば、

$$\frac{\partial H_1}{\partial x} = \frac{i - \frac{n^2 Q_1^2}{B^2 H_1^{10/3}} + \frac{Q_1^2}{gB^3 H_1^2} \frac{dB}{dx}}{1 - \frac{Q_1^2}{gB^2 H_1^3}} \quad \dots\dots\dots (4.4)$$

となり、いま考えている区間内では、任意時刻において流量が一定であるとすれば、(4.4)式は不等流

の水面形方程式であり，形式的には

$$H_1 = \varphi(x, B, H_c) \quad \dots\dots\dots (4.5)$$

と書けるはずである。ここに， H_c は $x=0$ における幅 B_0 に対する限界水深であるとし，添字 1 は第 1 近似を意味するものとする。

(4.5) 式を (4.2) 式に入れると，

$$\frac{\partial Q_2}{\partial x} = -B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c} \dot{H}_c \quad \dots\dots\dots (4.6)$$

となり，境界条件を考慮すれば， Q の第 2 次近似解として，

$$Q_2 = -\dot{H}_c \int_0^x B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c} dx + f(H_c) \quad \dots\dots\dots (4.7)$$

を得る。

(4.1) 式に (4.5) 式および (4.7) 式を入れると，エネルギーこう配の第 2 近似 I_2 は

$$I_2 = i - \left(1 - \frac{Q_2^2}{gB^2H_1^3}\right) \frac{\partial H_1}{\partial x} - \frac{1}{gBH_1} \frac{\partial Q_2}{\partial t} + \frac{2Q_2}{gB^2H_1^2} \frac{\partial Q_2}{\partial x} + \frac{Q_2^2}{gB^3H_1^2} \frac{dB}{dx} \quad \dots\dots\dots (4.8)$$

で与えられる。

したがって， H の第 2 近似解は

$$H_2 = \pi^{\frac{3}{5}} Q_2^{\frac{3}{5}} B^{-\frac{3}{5}} I_2^{-\frac{3}{10}} \quad \dots\dots\dots (4.9)$$

で与えられることになる。

水位ピークの伝播速度は近似的に

$$\omega = \frac{B \partial^2 H_2 / \partial t^2}{\partial^2 Q_2 / \partial x^2} \quad \dots\dots\dots (4.10)$$

であらわせると考えられるが，(4.7) 式より，

$$\partial^2 Q_2 / \partial x^2 \big|_{\text{peak}} = 0 \quad \dots\dots\dots (4.11)$$

であるので，水位ピークの伝播速度の第 1 近似は無限大である。

一方、流量ピークの伝播速度は

$$\omega' = \frac{\partial^2 Q_2 / \partial t^2}{B \partial^2 H_2 / \partial t^2} \quad \dots\dots\dots (4.12)$$

で与えられるが、(4.7)式より

$$Q_2 = -\dot{H}_c \int_0^x B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c} dx + Q_1 \quad \dots\dots\dots (4.7')$$

であるから、 $x = x$ 地点の流入流量 Q_2 と、 $x = 0$ 地点での流出流量 Q_1 の間に $-\dot{H}_c \int_0^x B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c} dx$ の容量おくれがあるものと解釈することができる。定常流における各流量ごとの $x \sim 0$ 区間の貯留量をあらかじめ計算しておけば、貯水池での流量計算と同じく、 x および0地点におけるハイドログラフが計算でき、したがって伝播速度が計算される。このようにして計算された流量ピークの伝播速度は容量おくれに対する Kleitz-Seddonの法則に他ならない。

(2) 実験⁴⁾

i) 実験水路

実験水路は第2章および第3章の研究に用いたものと同じであり、水路こう配も $1/500$ と同じである。ただし、この場合には上流端から70m地点を中心として、前後10mにわたって、図-4.1に示すような狭さく部を作成した。狭さく部は木製であり、流入部は滑かに削って流入の障害にならないように注意した。

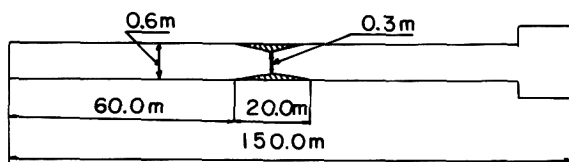


図-4.1 実験水路平面図

実験は表-4.1に示すような場合について行なった。ただし、表示の基底流量、最大流量および継続時間は水路上流端でのそれらを示す。なお、測点のうち、No.6が最狭部で水路幅は30cm、No.5およびNo.7は水路幅が45cm、No.4よりも上流およびNo.8よりも下流で水路幅60cmである。

表-4.1 実験の種類

RUN	基底流量	最大流量	継続時間	測点配置
1	$\frac{l}{s}$ 5	$\frac{l}{s}$ 32.5	$\frac{sec}{}$ 450	(No.1) (No.2) (No.3) (No.4) (No.5) 18, 34, 50, 60, 65
2	5	41.2	780	(No.6) (No.7) (No.8) (No.9) (No.10) 70, 75, 80, 100, 137 (m)
3	5	36.0	470	

(3) 実験結果とその考察

i) 水位変化の一般的性状

RUN 1 について各測点での水位時間曲線を示せば図-4.2のようになる。RUN 2 および RUN 3 についても同様の傾向を示している。この図より、測点No. 2における曲線はピークを2個持っており、それより下流の、測点No. 3からNo. 4にかけて水位変化が大きくなり、狭さく部に入って、No. 5からNo. 6へと水位変化が小さくなっていく状態が認められる。また、測点No. 2での水位ピークの生起時刻と

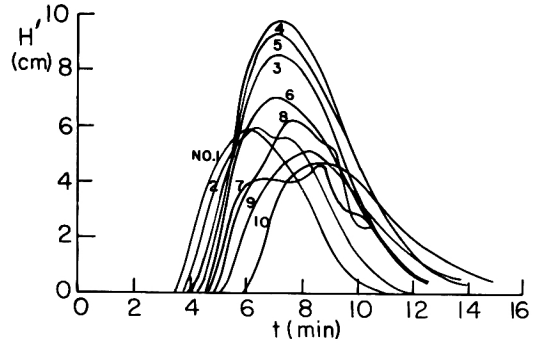


図-4.2 水位～時間曲線
(RUN 1)

No. 3での生起時刻に大きな差があり、No. 3より下流No. 6にかけては、ピーク生起時刻がほとんど同時である。本実験のように、最狭部で支配断面を生じ、最狭部へ向って水路幅が直線的に変化する河道では、狭さく部入口付近で最大水深があらわれ、狭さく部に流入するに従って水深が減少して行くのが一般的特性であると考えられるが、ある地点における水位～時間曲線がピークを2個持っており、それより上流と下流で水位ピークの伝播の特性が変化するのは、第3章第3節で取り扱った貯水池での水位伝播の特性と同じである。

一方、最狭部を過ぎた地点では、流れは射流となり、水路幅が回復した地点での常流の水深との接続が波状跳水の形でなされるために、水面は不安定となり、水位～時間曲線は大きく乱れているので、一般的性状を実験値から見出すことは困難である。

以上のような特性は、図-4.3の同時刻水位縦断形状からも読みとれ、狭さく部の上流では、水位ピーク付近では水面こう配がほとんど0となっており、水位ピークがほとんど同時刻に生じていることと、狭さく部に入って水面こう配が非常に大きくなって、水深が下流に向かって徐々に小さくなっている状態が認められる。

ii) 水深～流量曲線

図-4.3と上流端の流入ハイドログラフとを用いて、各測点でのハイドログラフを連続方程式から計算し、各測点での水深～流量曲線を描くと図-4.4のようになる。図は各測点での洪水時のループと定常流に対する曲線との比較の形で示しているが、いずれの測点においても、流量ピーク時の水深は定常

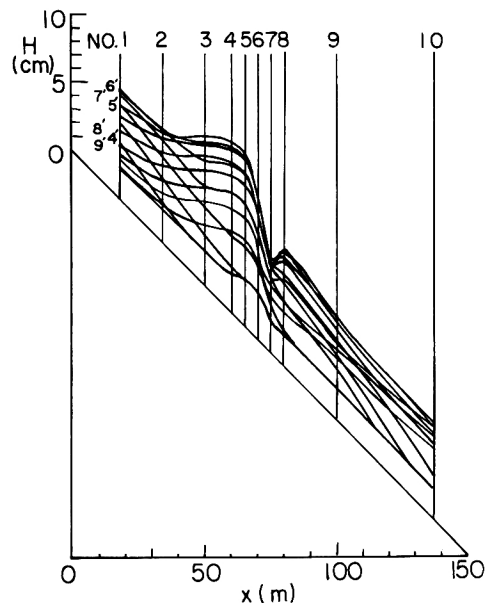


図-4.3 同時刻水位縦断図

流のものに近い状態となっている。そして、測点 No.1 および No.2 では流量ピークまでは一様河道を伝播する場合とほとんど差がない。

一方、各区分での貯留量の関係を知るために、(4.7') 式中の $B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c}$ の値を定常流に対して求めてみると、図-4.5 のようになり、定常流では、 H_c の変化に対する貯留量変化は測点 No.4 近傍の区間でもっとも大きいことがわかる。そして、この貯留量は測点 No.3, No.4, No.5 および No.7 付近では H_c の値にかかわらずほとんど一定値をとっているが、No.1 および No.2 では H_c によって非常に異なり、 H_c がある値以上となると、せき上げの影響が効くようになって、貯留量が増加するような傾向があらわれる。本実験の場合にはこのような H_c の値は約 9 cm である。

しかし、不定流では、図-4.4 の水深～流量曲線が流量上昇期において、測点 No.3 付近で、No.1 あるいは No.2 の曲線に近く、もし、不定流について、図-4.5 のような関係を描けば、No.3 の曲線は、流量上昇期において、No.1 および No.2 の曲線に近く、ピーク付近では、定常流に対する No.3 の曲線に近くなることを示唆している。したがって、貯留量がどのように変化するかは流入洪水の流量

あるいは水位の変化速度がどのような値を持っているかによって変わり、一般的に論ずるのは難しい。しかし、本実験水路についてみれば、前述のように H_c が約 9 cm になれば、No.2 付近にまでせき上げの影響が及ぶようになるが、最狭 (No.6) 地点の水深が 9 cm になった瞬間から No.2 地点にその影響が及ぶまでには、その効果が $(\sqrt{gH} - V)$ の伝播速度を持って伝わるとしても約 1 分程度を要し、それが No.2 地点に到達した時刻に、すでにピーク流量が通過してしまっているような場合には、その地点のピーク流量の通減に対して狭さく部は影響を与えないことになり、もし、まだピーク流量が通過していなければ、狭さく部によるせき上げの影響を受けて貯留され、ピーク流量が減少する。RUN 1 の場合、No.2 地点ではピークの通過後に狭さくの影響が及んでいることが、図-4.2 の No.2 での曲線がピークを 2 個持っていることからわかる。そして、それより下流の狭さく部の影響を強く受ける範囲においては、流量ピーク近傍で定常流の曲線に近いことより、流量ピークの通減量と伝播の特性を求めるのには、図-4.5 の関係と (4.7') 式を用いてよいものと予想される。以下、このように考えて議論を試みる。

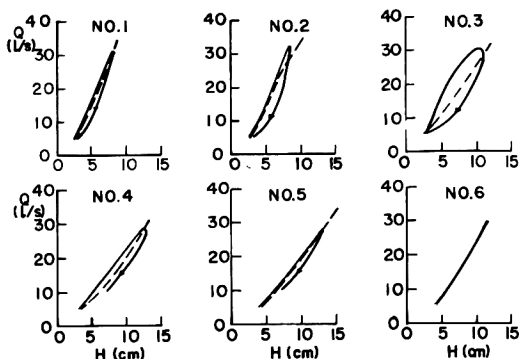


図-4.4 水深～流量曲線 (RUN 1)

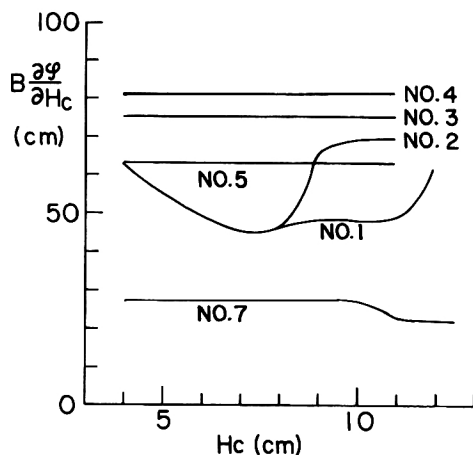


図-4.5 H_c と $B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c}$ の関係

iii) ハイドログラフの変形とピーク流量の逓減

RUN 1 における測点No. 6 の水位～時間曲線の記録から、定常流に対する水深～流量曲線を用いて、その点でのハイドログラフを計算し、図-4.5より、各測点間の平均の $B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c}$ の値を得て、(4.7') 式を計算して求めた測点No. 5、No. 4およびNo. 3でのハイドログラフは図-4.6のようである。なお、No. 7 についての計算値は示していないが、No. 6 から No. 7 の区間での $B \frac{\partial \varphi}{\partial H_c}$ は非常に小さい値を持っており、No. 6 のハイドログラフにほとんど重なるような形状が得られる。また、先の考察より、No. 1およびNo. 2に対しては、狭さく部が顕著な影響を与えず、一様河道としての伝播特性を持っていると考えられるので、No. 1の流入ハイドログラフのみを画いている。

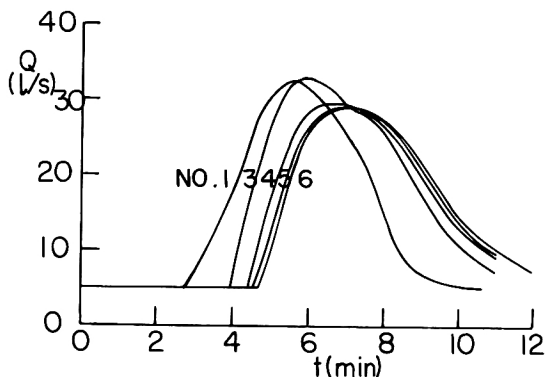


図-4.6 ハイドログラフの計算 (RUN 1)

計算法自身は必ずしも精度の高いものとは言えず、No. 3、No. 4およびNo. 5でのハイドログラフ

がすべてNo. 6でのピーク流量の位置を通して、その点で不自然な変形をする結果となるが、測点No. 3からNo. 4の間にかけて、ピーク流量の逓減量が非常に大きくなるなど、狭さく部の影響による特性をこのような方法によってある程度明らかにすることができる。

本実験に対しては、流量の実測値がないので、結果がどの程度の信頼性を持っているか判断できないのであるが、このような計算値と、一様河道でのピーク流量の逓減量に対する実験値とを比較すると図-4.

7のようになり、狭さく部前面における貯留による逓減量が多い。ただし、狭さく部下流のある範囲内では水面の乱れが大きく、流量計算ができないが、かなりの距離をはなれた点では水面の変動も小さいので、一様河道を流下する洪水流であると

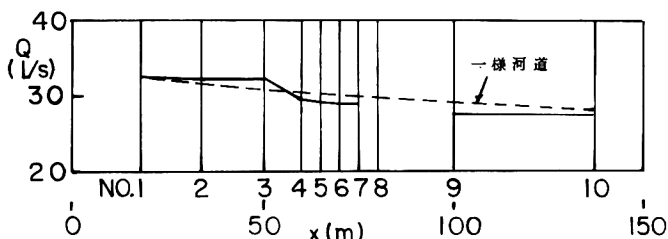


図-4.7 ピーク流量の逓減

いう仮定のもとに実測水位に対してピーク流量を計算して図に示した。

iv) ピークの伝播速度

水位ピークおよび流量ピークの伝播の状態を RUN 1 について示すと図-4.8のようである。水位ピークは上流のせき上げ領域で大きく遅れ、その後、ほとんど無限大の伝播速度で伝わる。このことは先の理論的考察と一致する。最狭部よりも下流については、水面の乱れのためによくわからないが、波状跳水の部分でかなりの遅れが生じているようである。

一方、流量ピークの伝播の状況は図-4.6のピーク流量の生起時刻と、図-4.6に示した点以外については一様河道として流量の近似計算を行なって求めたピーク生起時刻とをプロットして示しているが、測

点No.3～No.5の範囲と波状跳水の領域で遅れが生じていることが認められる。そして、その伝播速度を一樣水路に対する Kleitz-Seddon 則とくらべると、狭さく部の存在によって、下流への洪水伝播が少し遅れる傾向が認められる。

以上のような理論的考察と実験結果より、一樣水路中にもうけた狭さく部によ

っても、一樣水路の場合にくらべて、下流部でのピーク流量が減少し、その生起時刻の遅れる傾向が見出されたが、このことは一般的に言われている事実と一致し、とくに、実際の河川で見受けられるように、狭さく部の上流部が盆地状になっていて、広大な氾濫地を持つ場合には、その部分での $B \partial \varphi / \partial H_c$ の値が非常に大きくなって、狭さく部が下流に与える影響が大きくなることが予想される。

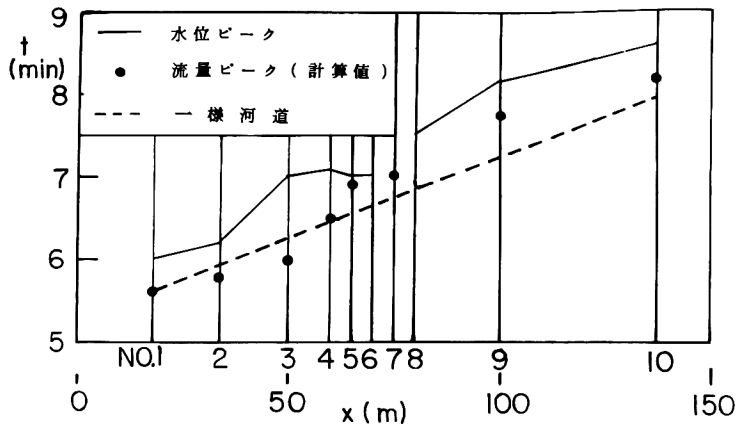


図-4.8 水位ピークおよび流量ピークの伝播

第 3 節 不規則断面河道における定常流⁵⁾

(1) 実験

本節においては、河幅が長区間にわたって、とくに卓越した変化はなく、平均幅のまわりにランダムに変化するような不規則断面河道における定常流を擬似等流として扱う場合の問題点と抵抗の評価方法について考察する。

実験に用いた水路は図-4.9のような平面形状を持つコンクリート水路で、A-水路は流下方向に1.5mごとに不規則に幅が変化するもので、水路こう配は $1/500$ である。また、B-水路はA-水路の両側壁から流下方向に50cm間隔に板を取り付け、強制的に死

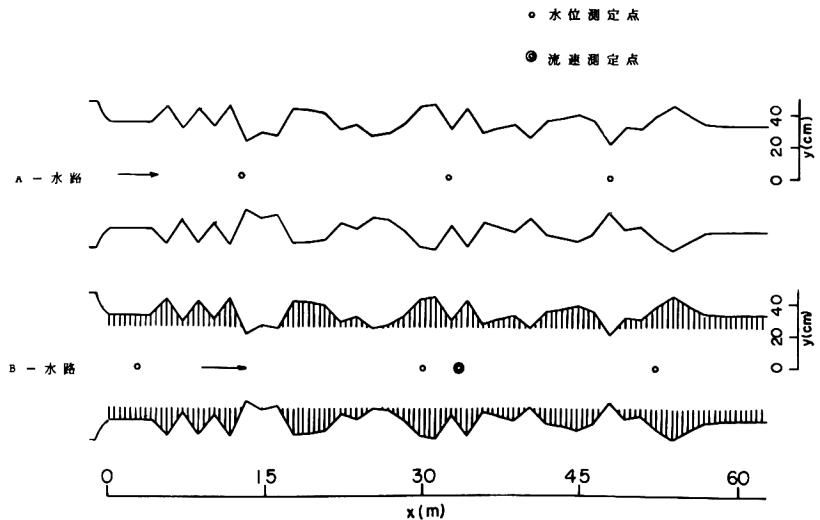


図-4.9 実験水路

水域を作ったものである。A-水路においては水流の壁面からの離れはほとんど起っていない、A-水路における実験は流水断面面積は変化するが死水域は存在しない場合に対するものと理解される。一方、B-水路では流下方向に主流断面はほとんど変化せず、死水域幅が変化する場合の実験を行なったことになる。したがって、A-水路での平均流水断面幅 B_m は平均水路幅に等しく 67 cm であり、B-水路では B_m は 49.5 cm で、平均の死水域の幅 B_d は 17.5 cm である。なお、A-水路について、第1章の表-1.1と同様の計算を行なえば、 $\bar{B} = 67\text{cm}$ 、 $B' = 12.8\text{cm}$ 、 $B'/\bar{B} = 0.19$ となり、実際の河川の場合とほぼ同程度の不規則性を持ったものとみなすことができよう。

実験の種類は表-4.2に示すようなもので、RUN 1～RUN 3はA-水路に対するもの、RUN 4～RUN 7はB-水路に対するもので、いずれも 50 cm 間隔に水深を測定し、水路全体についての平均水深を計算して、みかけの Manning の粗度係数を計算した。また、RUN 8 および RUN 9 はB-水路に対する実験であるが、図-4.9の二重丸印の位置で断面内の流速分布形状と流速変動をピトー管、差圧計およびペン書レコーダーによって測定した。

(2) 実験結果とその考察

i) 見掛けの粗度係数

図-4.10はA-水路における定常流の水面形を示したもので、狭く部における水深の急激な変化と、その上流でのせき上げ背水領域の存在が認められる。また、図-4.11はB-水路における定常流の水面形である。下流部の低下背水領域を除けば、水深変化はA-水路の場合よりも少なく、等流に近い。

さて、A-水路およびB-水路における不等流の水深が平均水深のまわりに分散していることから、これを擬似等流として取り扱えば、それぞれの水路に対する見掛け粗度係数が計算される。図-4.12は有効水路幅として、A-水路に対しては 67 cm、B-水路に対しては 49.5 cm を用いて、Manning の粗度係数と径深の関係を示したものである。ただし、径深の計算における潤辺長は

表-4.2 実験の種類

RUN	流 量	平均水深	水 路	測定事項
1	(l/s) 5.7	(cm) 2.74	A	水 深
2	10.0	4.29		
3	14.5	5.52		
4	4.7	2.96	B	水 深
5	10.9	5.67		
6	16.0	8.05		
7	20.1	10.55		
8	7.6	4.35	B	水 深 平均流速分布 流速変動
9	17.4	8.80		

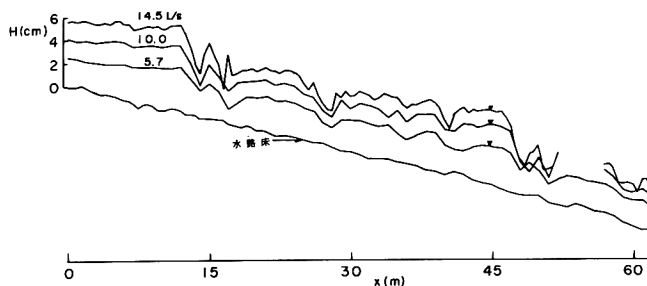


図-4.10 A-水路における定常流の水面形

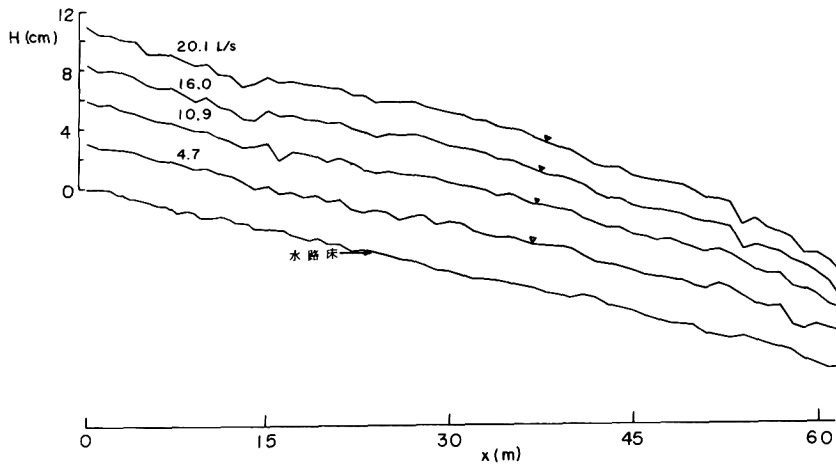


図-4.11 B-水路における定常流の水面形

平均水路幅に平均水深の2倍を加えたものとしている。また、図にはA-水路下流の一樣幅部分における粗度係数も同時に示しているが、これに比べて、平均水深に対する粗度係数かなり大きくなっていることが注目される。

このような粗度係数の変化に対しては、A-水路とB-水路とで、それぞれ別の理由が考えられるであろう。すなわち、A

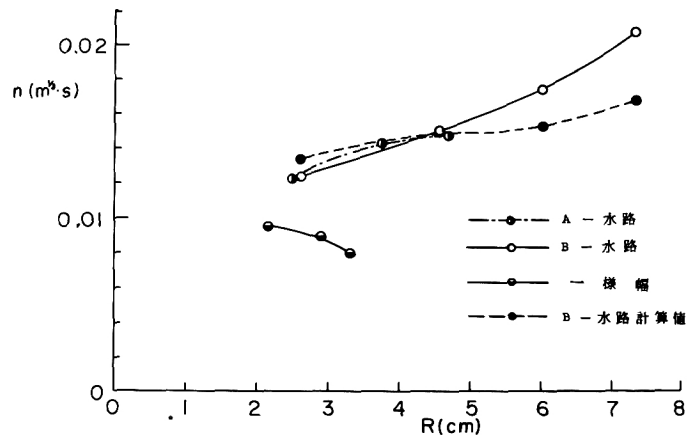


図-4.12 各水路におけるみかけ粗度係数

-水路においては、水流の壁面からの離れは起ってはず、狭さく部下流の波状跳水の部分を除けば、エネルギー消費はほとんど境界面との摩擦で行なわれるものと考えられ、一樣水路での機構とは本質的な差はないはずである。したがって、A-水路での見掛けの粗度係数の増大は、図-4.10でも見たように、狭さく部上流でのせき上げ部分が長く、その水深を平均化しているために平均水深の大きさが大きく計算されたためであると考えられる。よって、このような場合の見掛け上の粗度係数の値は、まず一樣幅部分の粗度係数を用いて不等流計算を行ない、つぎに、平均水深を求めて計算することができるはずである。

一方、B-水路では、水面形はほぼ一樣であって、上のような理由は考えられない。このような場合に見掛け上の粗度が增加する原因は死水城と主流断面との境界面で発生する激しい渦によるエネルギー消費の影響であると考えられる。以下、このような場合について考察してみよう。

河床から鉛直方向については速度分布の対数則が成立するものと仮定すれば、滑面水路では

$$\left. \begin{aligned} \frac{u}{u_{*b}} &= \frac{1}{\kappa} \ln(M_1 z) \\ M_1 &= u_{*b} / \nu m_s, \quad m_s = 1/9 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.13)$$

である。ここに、 u_{*b} は水路床における摩擦速度であり、 z は水路床からの高さ、 ν は動粘性係数、 κ はカルマン定数である。(4.13)式を積分して鉛直方向の平均流速を求めると、

$$\frac{\bar{u}}{u_{*b}} = \frac{1}{\kappa} (\ln M_1 H - 1) \dots\dots\dots (4.14)$$

のようにあらわされる。以下では鉛直方向の平均流速 \bar{u} を u と書くことにする。

いま、平均流速が u で、水深の大きさの高さを持つ単位幅の水柱に作用する力の釣合式をたてると、図-4.13を参照して、

$$-fu^2 + gHi + \frac{d}{dy} \left(H\eta \frac{du}{dy} \right) = 0 \dots\dots\dots (4.15)$$

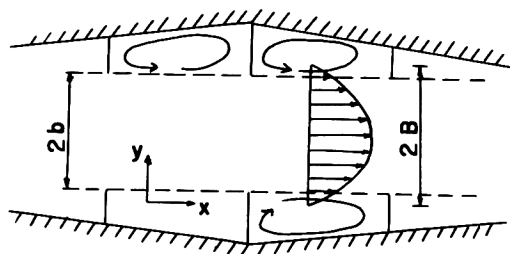


図-4.13 流れの模式図

となる。⁶⁾ここに、 f は底面での摩擦係数で、

$$f = \frac{\kappa^2}{(\ln M_1 H - 1)^2} \dots\dots\dots (4.16)$$

と考えておく。また、 η は横断方向の渦動粘性係数である。 η の値は不明であるが、次元的に考えて、長さの次元を持つ量 l と流速 u の積に比例するとして、

$$\eta = k l u \dots\dots\dots (4.17)$$

と書くことにする。ただし、 k および l は一定値をとるものと仮定する。

水深 H に対する2次元流速を U と書けば

$$i = \frac{fU^2}{gH} \dots\dots\dots (4.18)$$

であるので、(4.15)式は

$$f(U^2 - u^2) + klH \frac{d^2 u^2}{dy^2} = 0 \quad \dots\dots\dots (4.19)$$

となり、(4.19)式の

$$\left. \begin{array}{ll} y = 0 & \text{で} \quad u = 0 \\ y = 2B & \text{で} \quad u = 0 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (4.20)$$

の境界条件下における解は、

$$u = U \left\{ 1 - \frac{\cosh \sqrt{\frac{2f}{klH}} (B - y)}{\cosh \sqrt{\frac{2f}{klH}} B} \right\}^{1/2} \quad \dots\dots\dots (4.21)$$

で与えられる。したがって、主流断面幅 $2b$ に対する平均流速 u_{mean} は

$$u_{\text{mean}} = \frac{U}{2b} \int_{B-b}^{B+b} \left\{ 1 - \frac{\cosh \sqrt{\frac{2f}{klH}} (B - y)}{\cosh \sqrt{\frac{2f}{klH}} B} \right\}^{1/2} dy \quad \dots\dots\dots (4.22)$$

と書ける。(4.22)式の積分は簡単な形で求めることができないが、近似計算を行なうと、

$$S = \frac{1}{\cosh \sqrt{\frac{2f}{klH}} B}, \quad K = \sqrt{\frac{2f}{klH}} \quad \dots\dots\dots (4.23)$$

と書いて、

$$\begin{aligned} u_{\text{mean}} &\approx \frac{U}{Kb} \left\{ \left(1 - \frac{1}{16} S^2 - \frac{45}{3232} S^4 \right) Kb - \sinh Kb \left(\frac{1}{2} S + \frac{1}{16} S^2 \cosh Kb \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \frac{1}{48} S^3 \cosh^2 Kb + \frac{1}{24} S^3 + \frac{15}{1616} S^4 \cosh^3 Kb + \frac{45}{3232} \cosh Kb \right) \right\} \\ &\equiv \frac{U}{Kb} \cdot M(Kb) \quad \dots\dots\dots (4.24) \end{aligned}$$

のように求められる。

(4.24) 式を Manning の式に入れると、主流断面の粗度係数 n は、二次元流に対するそれを n_0 と書けば、

$$n = n_0 \frac{Kb}{M(Kb)} \quad \dots\dots\dots (4.25)$$

と書くことができる。したがって、 $Kb/M(Kb)$ は粗度係数の修正係数であるが、これは Kb が増大するに従って 1 に近づく傾向を持っている。

ただし、上式においては、 k, l, b, B などの値があらかじめわかっていて、しかも、それらの値が一定であると仮定している。つぎに、これらの値について考えよう。

B-水路における流れの観測によれば、主流断面幅は板で作った横工の先端から先端までと考えられ、それより外側の領域では、図-4.13 で示したように、水路方向に 50cm 間隔の横工と横工の間で、1つの大きな、ゆるやかな渦が生じて死水領域となっている。したがって、鉛直方向の平均流速 u が 0 となる位置は主流断面から死水領域へ少し入った所であると考えられ、本実験の場合には、水深の大きいときで 2cm 程度、小さいときで 1cm 程度入った所であった。したがって、ここでは、 b および B はこのように考えた値を用いることにする。

つぎに、 k および l の値であるが、

$$|v'| = l \frac{du}{dy} \quad \dots\dots\dots (4.26)$$

とおけば、

$$k = \frac{\sqrt{\bar{v'}^2}}{u} \quad \dots\dots\dots (4.27)$$

と考えることができる。ただし、 v' は y 方向の流速変動である。 u として、境界層外の平均流速をとった場合 $\sqrt{\bar{v'}^2}/u \leq 0.05$ 程度であることが一般に指摘されているが、Townsend が複断面水路で実測したところによれば、⁷⁾ 高水敷と低水路の境界面では 0.08 程度となっており、大体 0.1 ~ 0.01 のオーダーの値であることが予想される。

混合距離 l については、現在知識がないが、横断面内の現象に対しては、水深によって規定されるようなスケールの渦が重要な役割を演ずるものと考えて、オーダー的に

$$l = H \quad \dots\dots\dots (4.28)$$

とし、オーダー内の変動値に対しては k の値によって修正するものとする。

以上のように考えると、RUN 8 および RUN 9 について、それぞれ $k = 0.09$ 、 $B - b = 1\text{cm}$ 、および

$k = 0.045$, $B - b = 2 \text{ cm}$ として, (4.21) 式より横断方向の平均流速の分布形を図-4.14 のように計算することができる。

計算結果と実験値は比較的よくあっており, とくに, 本実験の場合には, 死水領域のない長方形断面水路内の平均流速の横断分布⁸⁾と違って, 対数分布形があてはまらないことが説明できたものと考えられるが, これらの実験結果から, ただちに k の値の変化特性などを詳しく論ずることはできない。しかし, k の値は

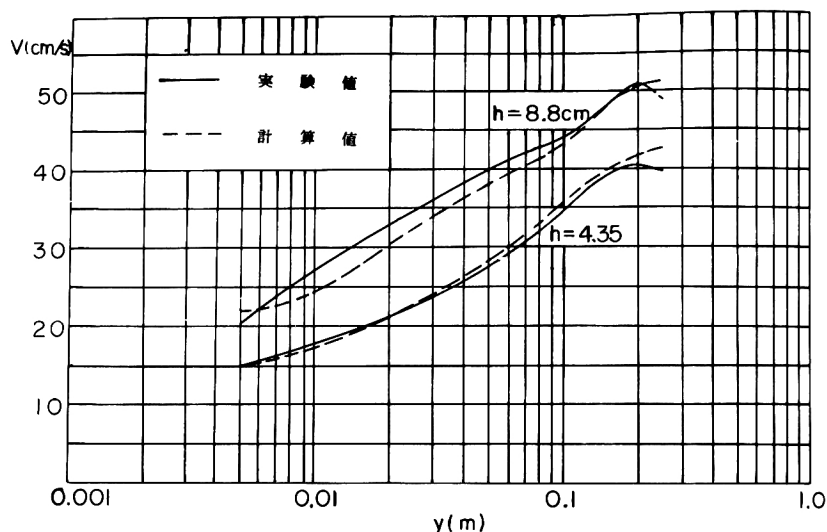


図-4.14 平均流速の横断分布

一応, 水深 H に反比例するような関係が推察されるので, RUN 4 ~ RUN 7 の実験について k の値が H に反比例するものとして, (4.25) 式の関係を用いて主流断面の粗度係数を計算し, 径深との関係で整理したのが, 図-4.12 中の破線である。計算の結果は大きな径深に対しての一致の程度があまりよくないけれども, 粗度係数が一樣水路のものにくらべて大きくなる状態や, 水深の増加にともなって増大して行く状態などをある程度説明することができる。

なお, ここで考えたような死水領域の存在による見掛けの粗度係数の増大がどのような水深と主流断面幅の水路で起るかを計算すると表-4.3 のようになる。表よりこのような効果があらわれるのは水深～水路幅比が比較的大きい場合にかざられることが判明する。ただし, この計算にあたっては, 実験値を参照して $\sqrt{2f/k} \approx 3$ とし, b と B は等しいとしている。

今後は実際の河川で $\sqrt{2f/k}$ がどのような値をとるか, 実測による検討を加える必要があるものと思われる。

表-4.3 水深・幅比と粗度係数の修正項 ($\sqrt{2f/k} \approx 3$, $b = B$)

$2b/H$	2	4	6	8	10	12	14	20
$Kb/M(Kb)$	1.32	1.17	1.12	1.11	1.10	1.10	1.09	1.08

II) 大規模拡散係数 D_L

不規則断面河道の洪水波では, 断面形の変化によってもたらされる流速の大規模変動による拡散が通減

に対して重要であると言われている⁹⁾。そして、石原¹⁰⁾は洪水理論における D_L の評価によって、洪水が流下する河道の河相が量的にあらわされ得るものと述べている。

ここでは、実際に D_L がどの程度の値を持っているかを明らかにする目的で、B-水路において主流断面内、 $y = 25 \text{ cm}$ の位置において、河床面から 1 cm および 6 cm の所の流れ方向の流速変動を測定した。結果は河床から 6 cm の位置で平均流速 5.195 cm/s 、 $\sqrt{u'^2}/u = 0.047$ 、河床から 1 cm の位置で平均流速 $u = 45.4 \text{ cm/s}$ 、 $\sqrt{u'^2}/u = 0.076$ であって、ずらし 1 秒による自己相関係数は図-4.15 に示すようになっている。相関係数の変動は激しく、なかなか 0 に収斂しないが、相

関係数が最初に 0 になる点に重点を置いて乱れのスケールを推量すると大体 $L_x = 125 \text{ cm}$ 程度のオーダーの大きさになる。このように考えれば、拡散係数 D_L の値は

$$D_L \sim L_x \cdot \sqrt{u'^2} \sim 300 \text{ cm}^2/\text{s}$$

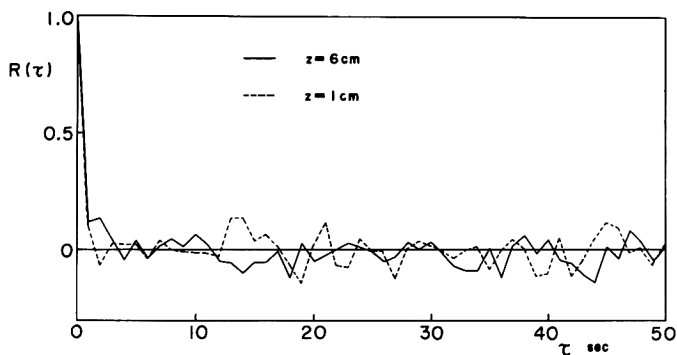


図-4.15 自己相関係数

程度となり、今回の実験では、この値は第4節の考察で明らかになるように、ほとんど無視され得る大きさである。

第 4 節 不規則断面河道における洪水流^{5),11)}

(1) 理論的考察

前節で取り扱ったような死水領域を持つ河道では、死水領域は洪水流に対する河道貯留の領域となり、この効果を考慮に入れた議論がなされなければならない。

いま、主流路断面において、流下方向に対する水流の保存方程式は、速度 u_m で輸送される場を考えれば、

$$B_m \Delta x \frac{\partial H_m}{\partial t} = B_m N_m \Big|_x - B_m N_m \Big|_{x+\Delta x} + B_m u_m H_m \Big|_x - B_m u_m H_m \Big|_{x+\Delta x} + \Delta x N_d$$

..... (4.29)

である。ここに、 B_m は主流路断面幅、 H_m は主流路断面の水深、 N_m は単位幅あたりの流下方向への拡散による輸送量、 $\Delta x N_d$ は Δx 区間における横からの流入水量である。

(4.29) 式において、

$$N_m = -D_L \frac{\partial H_m}{\partial x} \dots\dots\dots (4.30)$$

と書くことにする。ただし、 D_L は大規模擾乱による縦混合係数である。また、 N_d は死水域での水深変化によって補給されるものであるが、大規模な遊水池のような場合を除けば、水位は横断方向に水平に変化するものと考えてよく、

$$N_d = -B_d \frac{\partial H_m}{\partial t} \dots\dots\dots (4.31)$$

が成立するものと考えられる。ここに、 B_d は死水域の幅である。

(4.30)式および(4.31)式を(4.29)式に入れると、

$$\frac{\partial H_m}{\partial t} = \frac{1}{B_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(B_m D_L \frac{\partial H_m}{\partial x} \right) - \frac{1}{B_m} \frac{\partial}{\partial x} \left(B_m u_m H_m \right) - \frac{B_d}{B_m} \frac{\partial H_m}{\partial t} \dots\dots\dots (4.32)$$

となる。

一方、主流路断面における水流の運動量保存式は Manning の抵抗則を用いるとき、

$$\frac{1}{g} \frac{\partial u_m}{\partial t} + \frac{1}{g} u_m \frac{\partial u_m}{\partial x} - \frac{1}{g} \kappa u_m \frac{B_d}{B_m h_m} \frac{\partial H_d}{\partial t} = i - \frac{\partial H_m}{\partial x} - \frac{n_m^2 u_m^2}{R_m^{4/3}} \dots\dots\dots (4.33)$$

で与えられる。ただし、 H_d は死水域の水深、 R_m は主流断面の径深、 n_m は主流断面の粗度係数、 i は河床こう配、 g は重力の加速度である。ここにおいて、 n_m は断面の不規則性によってもたらされる前節で考察したような見掛けの粗度係数である。また、(4.33)式の左辺第3項は死水域から補給される水が主流路内に与えるべき運動量をあらわし、 $0 \leq \kappa \leq 1$ と考えられる。そして、死水域の流速が0の場合には $\kappa = 1$ であり、また、水位上昇期では主流路断面から死水域へ運動量が輸送されることになるが、これは死水域の底面摩擦によって消費されるものと考えられ、このときには $\kappa = 0$ としてもよいであろう。いずれにしても、普通にあらわれる大多数の洪水流においては、擬似定流と考えられ、 $\partial H_m / \partial t \ll i u_m$ であり、 $\partial H_m / \partial t \approx \partial H_d / \partial t$ であるから、(4.33)式の左辺第3項は

$$\kappa \frac{u_m}{g H_m} \frac{\partial H_d}{\partial t} \frac{B_d}{B_m} \ll \kappa i \frac{u_m^2}{g H_m} \frac{B_d}{B_m} \equiv \kappa i F_{rm}^2 \frac{B_d}{B_m} \dots\dots\dots (4.34)$$

という関係にあり、死水域幅 B_d が主流路幅 B_m にくらべて非常に大きくはなく、かつ主流のフルード数が1より小さい場合には i にくらべて無視してさしつかえないであろう。

同様に、水深変化のあまり急激でない洪水流をあつかう場合には、加速度項および慣性項は右辺の各項にくらべて無視できる程度の大きさであるから、運動方程式としては、

$$u_m = \frac{1}{n_m} R_m^{\frac{2}{3}} \left(i - \frac{\partial H_m}{\partial x} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (4.35)$$

が適用できる。(4.35)式を(4.32)式に入れると、主流断面幅 B_m が河道のある区間にわたって一定であるとし、 R_m および n_m を H_m のみの関数であると考えられる場合には、

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_m}{\partial t} + \frac{B_m}{B_m + B_d} \left(1 + \frac{2}{3} \frac{H_m}{R_m} \frac{dR_m}{dH_m} - \frac{H_m}{n_m} \frac{dn_m}{dH_m} \right) u_m \frac{\partial H_m}{\partial x} \\ = \frac{B_m}{B_m + B_d} \left\{ \frac{H_m u_m}{2 \left(i - \frac{\partial H_m}{\partial x} \right)} + D_L \right\} \frac{\partial^2 H_m}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (4.36) \end{aligned}$$

となる。

主流断面が広幅長方形であるとみなせる場合には、(4.35)式の R_m は H_m と書け、また、前節の考察より、見掛けの粗度係数は2次元流の場合とあまりかわらないものと考えられ、 n_m としては主流断面の河床を構成する材料あるいは河床の形状による粗度係数を代表値としてとればよいであろう。そして、このようなとき、水深によって粗度係数は変化しないと仮定すれば、(4.36)式は

$$\frac{\partial H_m}{\partial t} + \frac{B_m}{B_m + B_d} \cdot \frac{5}{3} u_m \frac{\partial H_m}{\partial x} = \frac{B_m}{B_m + B_d} \left\{ \frac{H_m u_m}{2 \left(i - \frac{\partial H_m}{\partial x} \right)} + D_L \right\} \frac{\partial^2 H_m}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (4.37)$$

となる。(4.37)式は速水の導いた式⁹⁾とは左辺第2項および右辺に係数 $B_m/(B_m + B_d)$ がかかっている所が異っており、これによって遊水効果が導入されるものと考えられる。(4.37)式の D_L は(4.30)式で定義される拡散係数であり、実験水路について前節で検討したとおりであるが、速水に従えば、

$$D_L = - \overline{\delta u \cdot \delta R} \quad \dots\dots\dots (4.38)$$

である。ここに、 δu は変動速度、 δR は δu という変動速度を持つ水が流れる距離である。実際の河川でこれがどの程度の値を持つかはまだ十分明らかではないが、水路幅の10倍程度にもなる大規模渦が比較的安定に存在¹²⁾すると言われている。そこで、 δR を $10B$ とすれば δu は $0.1u$ のオーダーの値を持つものと考えられるから D_L は $B \times u$ 程度の値を持っており、通常河川では

$$D_L \sim (10 \sim 100) \cdot Hu \quad \dots\dots\dots (4.39)$$

程度であらう。

(4.37) 式中の右辺中カッコ内の第1項と D_L とを比較すれば、 $1/100$ オーダーの急こう配河川で、河幅が水深に比して非常に大きい場合にはほぼ同オーダーの値を持つことが考えられるが、このような流れに対しても河幅の10倍程度の扁平な渦がはたして安定に存在し得るかどうかは確かめられていず、通常の河川では1オーダー程度小さいのではないかと考えられる。前節で述べた実験水路では、 $D_L \sim 300 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度であり、 $i = 1/500$, $h_m \sim 5 \text{ cm}$, $u_m \sim 50 \text{ cm/s}$ であるから (4.37) 式の右辺第1項は $62,500 \text{ cm}^2/\text{s}$ 程度となり、 D_L はこれにくらべて十分に無視できる程度の大きさである。このように、 D_L の項は無視してもよいのではないかと考えられるが、以下の議論では一応 D_L はある一定値を持つものと考え、貯留域の効果に着目することにする。

さて、

$$\left. \begin{aligned} Q &= (5/3 u_m) \cdot B_m / (B_m + B_d) \\ \sigma &= \left\{ \frac{H_m u_m}{2(i - \partial H_m / \partial x)} + D_L \right\} \frac{B_m}{B_m + B_d} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.40)$$

と書き、比較的短い区間ではこれらの値が一定であると考え。その後、

$$H_m = H_{0m} + H \dots\dots\dots (4.41)$$

と書こう。ここに、 H_{0m} は基底流に対する水深であり、擬似等流を仮定しているから、この値は流下方向に一定である。このようにしたとき、基礎方程式 (4.37) 式は

$$\frac{\partial H}{\partial t} + Q \frac{\partial H}{\partial x} = \sigma \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \dots\dots\dots (4.42)$$

と置きなおされ、これを解くべき初期および境界条件は

$$\left. \begin{aligned} t = 0 \quad & \text{で} \quad H = 0 \\ x = 0 \quad & \text{で} \quad H = H_{0m} F(t) \\ x \rightarrow \infty \quad & \text{で} \quad \partial H / \partial x = 0 \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.43)$$

である。

(4.42) 式を (4.43) 式のもとで解き、その結果を (4.41) 式に入れると、

$$H_m = H_{0m} + \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{Q}{2\sigma} x\right) \int_0^\infty \exp\left\{-\alpha^2 - \left(\frac{Qx}{4\sigma\alpha}\right)^2\right\} F\left(t - \frac{x^2}{4\sigma\alpha^2}\right) d\alpha \dots\dots\dots (4.44)$$

として、所要の解が求まる。

いま、 $F(t)=1$ のような単位ステップ状の波面の伝播を考えると、(4.44)式より、

$$\frac{H_m - H_{0m}}{H_{0m}} = \frac{1}{2} \left[e^{\frac{Q}{\sigma} x} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{\sigma t}} (x + Qt) \right\} + \operatorname{erfc} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{\sigma t}} (x - Qt) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (4.45)$$

となつて、下流側へ Q という伝播速度を持つ特性曲線上において、 $x=0$ で $H_m = 2H_{0m}$ を満足するような単位ステップ状の波面が、

$$\frac{H_m - H_{0m}}{H_{0m}} = \frac{1}{2} \left(1 + e^{\frac{Q}{\sigma} x} \operatorname{erfc} \sqrt{\frac{Q}{\sigma}} x \right) \quad \dots\dots\dots (4.46)$$

を満足しながら、伝播とともに⁹⁾減衰することを示している。

また、速水の考察に従つて、 $F(t)$ が

$$F_n(t) = f_n \sin \gamma_n t \quad \dots\dots\dots (4.47)$$

のような調和関数の和であるときの解を求めると、

$$H_n = H_0 + H_0 f_n \exp \left\{ \left(\frac{Q}{2\sigma} - p_n \right) x \right\} \sin (\gamma_n t - q_n x) \quad \dots\dots\dots (4.48)$$

ここに、

$$p_n = \frac{\sqrt{\left(\frac{Q}{4\sigma} \right)^2 + \gamma_n^2 \pm \frac{Q^2}{4\sigma}}}{2\sigma} \quad \dots\dots\dots (4.49)$$

であり、これより、 $\gamma_n \gg Q^2/2\sigma$ のとき、

$$H_n \approx H_0 + H_0 f_n \exp \left\{ \left(\frac{Q}{2\sigma} - \sqrt{\frac{\gamma_n}{2\sigma}} \right) x \right\} \sin \left(\gamma_n t - \sqrt{\frac{\gamma_n}{2\sigma}} x \right) \quad \dots\dots\dots (5.50)$$

となつて、波高は距離とともに指数関数的に減衰することがわかる。そして、この条件を満足する周期は

$$T = \frac{2\pi}{\gamma_n} \ll \frac{B_m + B_d}{B_m} \cdot \frac{4\pi}{(5u_m/3)^2} \left\{ \frac{H_m u_m}{2(i - \partial H_m / \partial x)} + D_L \right\} \quad \dots\dots\dots (4.51)$$

であり、 B_d が大きくなるほど長周期の波まで急速に減衰することがわかる。

つぎに、洪水波ピークに着目すれば、(4.42)式より、

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \Omega \frac{\partial}{\partial x}\right) \left\{ H - \int^t \sigma \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} Dt \right\} = 0 \quad \dots\dots\dots (4.52)$$

である。したがって、特性曲線

$$\frac{dx}{dt} = \Omega \quad \dots\dots\dots (4.53)$$

の上で、

$$\frac{dH}{dx} = \frac{\sigma}{\Omega} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (4.54)$$

となり、水位ピーク付近で H を展開することにより、

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} \approx \frac{\ddot{H}(t_p)}{\Omega^2} \quad \dots\dots\dots (4.55)$$

を得るから、

$$\begin{aligned} \frac{H_p - H_{p(0)}}{H_{p(0)}} &= \frac{\sigma}{\Omega^3} \ddot{H}_p \frac{x}{H_{p(0)}} \\ &= \left(\frac{B_m + B_d}{B_m}\right)^2 \ddot{H}_p \frac{x}{H_{p(0)}} \left\{ \frac{H_p u_p}{2(i - \partial H / \partial x)} + D_L \right\} \bigg/ \left(\frac{5}{3} u_p\right)^3 \dots\dots (4.56) \end{aligned}$$

として伝播にともなう水位ピークの遞減量が示される。ただし、添字 P はピークを意味し、 $H_{p(0)}$ は原点における波高である。(4.56)式は、 $B_d = 0$ 、 $D_L = 0$ の場合には、近似的に

$$\frac{H_p - H_{p(0)}}{H_{p(0)}} \approx \frac{27}{250} \frac{\ddot{H}_p}{i g H_{p(0)}} \cdot \frac{1}{F_r^2} x \quad \dots\dots\dots (4.57)$$

と書け、 $1/F_r^2$ に対して $4/9$ が省略できるような場合には(2.73)式と一致する。したがって、いま、 D_L の効果を無視すれば、貯留域のある場合には、一様断面水路を流下する場合にくらべて、ピーク遞減量が $(B_m + B_d/B_m)^2$ 倍となり、伝播速度が $(B_m/B_m + B_d)$ 倍になることがわかる。

以上の議論は不規則に変化する河幅を一定であると考えてなされたものであり、このような仮定のもとでの理論がどの程度の精度を持っているかをつぎに数値計算によって検討しよう。

(2) 数値計算による検討

ここでは拡散係数を0とし、主流断面幅、貯留域幅が既知であって、抵抗を一定とした場合に、貯留域幅の場所的变化を考えた場合と、平均の貯留域幅をとって考えた場合の違いおよび(4.42)式のような線型化方程式の解と(4.37)式のような非線型方程式の数値解の差について考察する。第1の問題に対しては主流断面幅は一定値をとるものとする。

(4.37)式は差分式になおすことによって直接数値計算をすることができる。すなわち、図-4.16に示すような格子点において、

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial H}{\partial t} &= \frac{H_P - H_M}{\Delta t} \\ \frac{\partial H}{\partial x} &= \frac{H_R - H_L}{2\Delta x} \\ \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} &= \frac{H_L - 2H_M + H_R}{(\Delta x)^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.58)$$

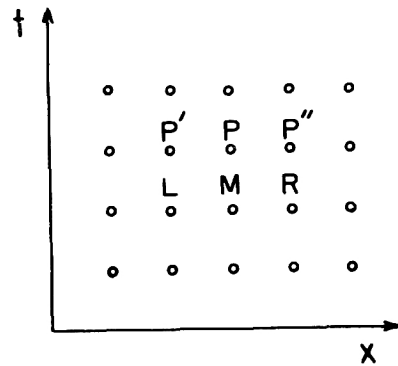


図-4.16 差分格子

のように差分表示をすれば、P点における水深 H_P は

$$\left. \begin{aligned} H_P &= H_M + A \Delta t / (\Delta x)^2 \cdot (H_L - 2H_M + H_R) + \Delta t / 2\Delta x \cdot B (H_R - H_L) \\ A &= \frac{1}{2n} \frac{H_M^{5/3}}{\sqrt{i - \frac{1}{2\Delta x} (H_R - H_L)}} \cdot \frac{B_m}{B_m + \frac{B_{dM} + B_{dL}}{2}} \\ B &= -\frac{5}{3} \frac{1}{n} H_M^{5/3} \sqrt{i - \frac{1}{2\Delta x} (H_R - H_L)} \frac{B_m}{B_m + \frac{B_{dM} + B_{dL}}{2}} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (4.59)$$

で与えられ、また、 Q_P はPがt軸上でないときには、

$$Q_P = \frac{1}{n} H_P^{5/3} B_m \sqrt{i - \frac{1}{2\Delta x} (H_P'' - H_P')} \dots\dots\dots (4.60)$$

Pがt軸上にあるときには

$$Q_P = \frac{1}{n} H_P^{5/3} B_m \sqrt{i - \frac{1}{\Delta x} (H_P'' - H_P)} \dots\dots\dots (4.61)$$

で与えられる。

このような差分式によって計算を進める場合には Δx および Δt は流入ハイドログラフと水路条件に応じた適当な値がとられなければならないことはもちろん、計算の安定性の条件を満足する必要があるが、ここでは Harder と Armacost ¹³⁾ によって与えられた条件式

$$\Delta t < \frac{(\Delta x)^2 i^{1/2}}{\frac{1}{n} H^{2/3} \left(1 + \frac{5}{3} i \Delta x \right)} \dots\dots\dots (4.62)$$

を用いることにする

Δx は河幅の不規則性と洪水波長の両方を考慮してきめなければならないが、通常のかかなり継続時間の長い波形の場合には、河道条件によって Δx をきめることができるであろう。いま、数値計算を進める便宜上、 Δx を一定とし、死水領域の幅 B_d が Δx ごとにまったく不規則に変化するものと考えて、図 - 4.17 のような平面形状を持つ水路を想定して、水深～時間曲線を計算した結果の 1 例を図 - 4.18 の実線で示す。ただし、計算条件は $B_m = 0.5\text{m}$, $\Delta x = 5\text{m}$, $i = 1/500$, $n = 0.03$ である。図 - 4.18 のみでは水路幅の影響がよくわからないので、波先およびピークの伝播の状況を図 - 4.19 に実線で示す。図より、幅の狭い所では伝播速度が速く、広い所では遅くなる傾向が読みとれる。また、ピーク水深およびピーク流量の伝播にともなう遞減の状態を図 - 4.20 の実線で示す。水路幅の狭い所では遞減量は小さく、広い所では大きくなる傾向が読みとれる。

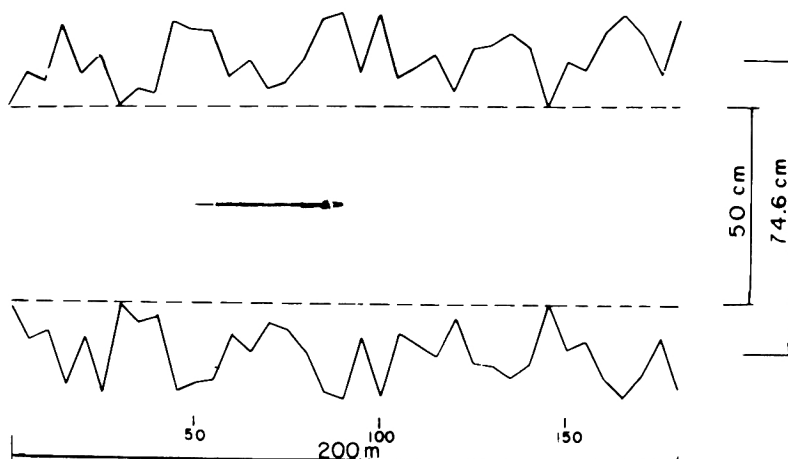


図 - 4.17 想定水路平面図

一方、図 - 4.17 で示される水路における B_d の平均値は 0.246m であり、 B_d がこの一定値をとるものとして、上流端に同じ流入波形を与えて数値計算した結果は図 - 4.18, 図 - 4.19 および図 - 4.20 中の破線である。実線と破線を比較するとき、後者は全体が平均化されているので、部分的に波形、伝播

速度および通減量に差が生じており、幅が拡大して行く断面で遅れ、収縮して行く断面で重なる傾向が読みとれるが、計算区間全体にわたっての差はほとんどなく、不規則な河道を平均化して計算を進めても、局所的現象を問題にしないかぎり、誤差は重大な影響を及ぼさないようである。

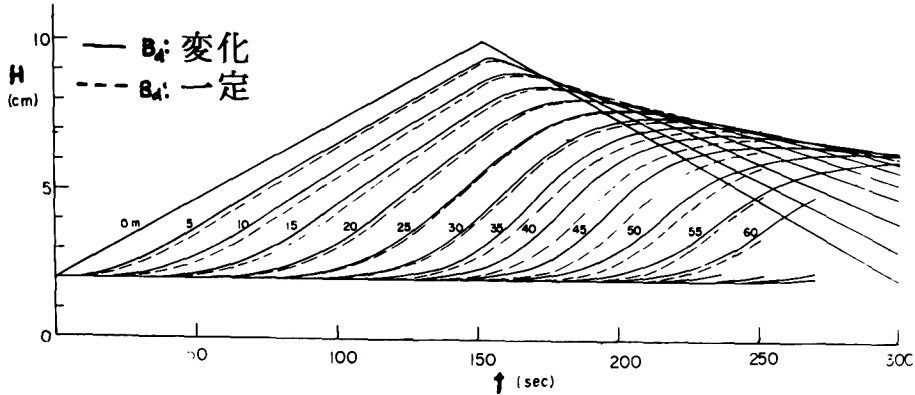


図 - 4.18 B_d の値を変化させた場合と平均の B_d の値を用いた場合の水流～時間曲線の比較

一方、線型化方程式 (4.42) は前述のようにユニットグラフの方法を用いて簡単に数値計算ができる。図 - 4.21 の破線は先の数値計算例と同じ流入波形に対して、10 m 間隔ごとに、10 秒ごとのユニットグラフを用いて計算した結果である。なお、 Q および σ の計算にあたっては、それぞれの計算の出発点における平均水深を用い、その区間ではこれらの値は不変であるとした。この計算結果と先の計算結果を示す図中の実線とを比較するとき、波形にかなり顕著な差が見出される。これは線型解と非線型解との差のみならず、計算時間間隔と距離とが異なることの影響も含まれているものと考えられる。しかし、両者で水位ピークの伝播速度には顕著な差はなく、通常の洪水のようにゆっくりとした波形の場合には両者の差はそれほど大きくはならないものと予想される。

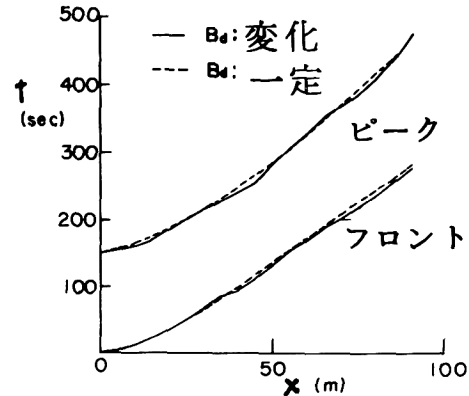


図 - 4.19 フロントおよびピークの伝播

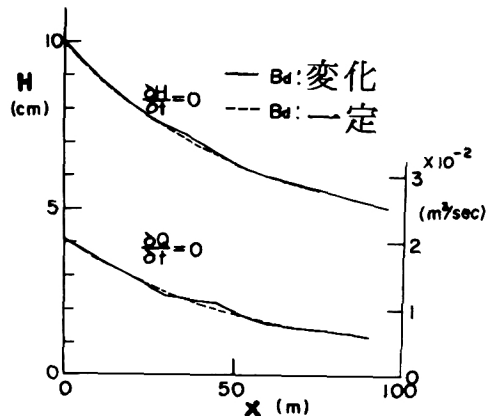


図 - 4.20 ピーク水深およびピーク流量の通減

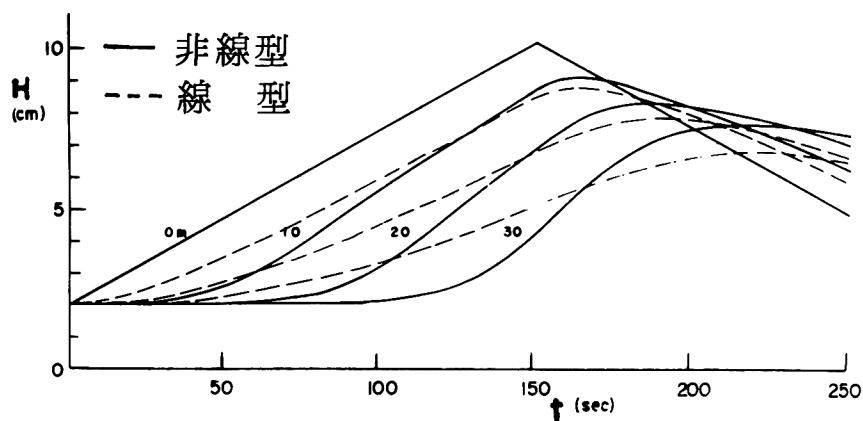


図 - 4.21 線型解と非線型解の比較

(3) 実 験

実験に用いた水路は第3節で用いたA-, B-水路である。本実験水路の上下流には三角堰を取り付けた量水槽が設置しており、両者の計測によって、不規則断面河道を通過したことによるハイドログラフの変形と伝播速度を知ることができる。

実験の種類は表-4.4に示すようなもので、実験ハイドログラフは上流端において、できるだけ二等辺三角形状になるように手動バルブの調節を行なって発生させた。実験中の計測事項は各測点(図-4.9の○印の位置)における水位～時間曲線のみであり、抵抗線式波高計、動歪計および電磁オシログラフを用いて記録した。

表 - 4.4 実験の種類

RUN	基底流量	最大流量	継続時間	水 路	測 点 配 置
	(l/s)	(l/s)	(sec)		
1	4.8	17.3	210	A	図-4.9参照
2	4.8	17.5	270		
3	4.7	18.6	180		
4	4.7	16.8	300		
5	4.5	17.0	180	B	図-4.9参照
6	4.6	15.4	510		

(4) 実験結果とその考察

i) A-水路の場合

図-4.22はA-水路における実験値と理論計算の結果を比較したもの1例で、水深は断面変化の影響

響を受けて、局所的に激しく変
化し、実験値と計算値にはかな
りの差がある。ただし、計算は
(4.36)式の近似として(4.
37)式を用い、 u_m の計算につ
いては平均水路幅に対する径深
と、粗度係数として、図-4.12
のA-水路に対する曲線を近似
する

$$n = 0.0015R + 0.00825$$

………… (4.63)

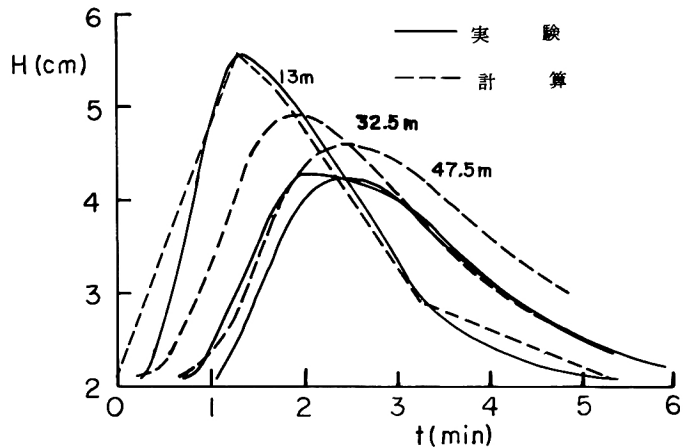


図-4.22 水位～時間曲線

を用いた。また、 $x = 13\text{ m}$ での水位～時間曲線の実験値を近似するように画いた折線を流入洪水の水位～時間曲線としている。

A-水路では前述のように水流のはく離はほとんど生じなく、主流断面幅が場所的に変化しているの
で、各断面における水位～時間曲線は主流断面幅が変化しないとして計算した結果と異なることとなつたもの
と考えられる。しかし、水位ピークの生起時刻についてはそれほど顕著な差はないようである。このこと
を確かめるために、水位ピークの伝播速度をとり出して比較してみると、図-4.23のように、実験値と
計算値および Kleitz-Seddonの式か
ら出したものがよく一致している。

つぎに、上流端の量水槽(-2 mの
位置にある)でのハイドログラフと下
流端量水槽でのハイドログラフを比較
して示すと図-4.24のようになって
いる。計測器の数が少なかったので、
RUN 1 および RUN 2 のように、流
下途中での水位～時間曲線の測定を行

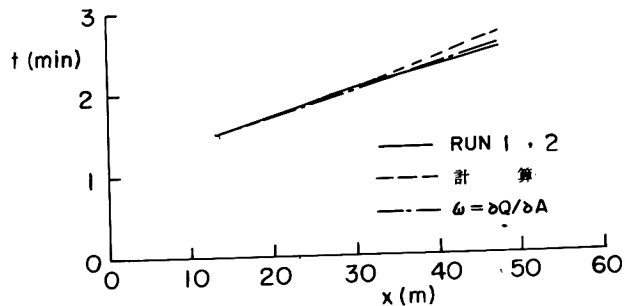


図-4.23 水位ピークの伝播

なつたものでは、下流端の流出ハイドログラフの測定ができなかったこと、上流端量水槽から最初の水
位測定点であった13m地点までの間でのハイドログラフの変形が明確でなく、13m地点では実測の水
位～時間曲線から等流近似によってハイドログラフを求めたことなどによって、理論結果の妥当性を直接検
証することはできないが、RUN 3 および RUN 4 での実測結果を参考にして判断すれば、計算値のピー
ク流量が少し小さくなりすぎているような傾向は認められるが、それほど大きな誤差も含まれていないよ
うに見られる。

以上のような結果より、A-水路のように水流のはく離のほとんど起らないような不規則断面水路では、

主流断面幅が距離的に不規則に変動していると考えなければならないが、あえて、その平均幅をとって一様断面水路としての計算を行なっても、その河道を洪水が通過することによって、到達時間やピーク流量がどのようなになるかというようなマクロな現象を対象とするかぎり、ほぼ満足すべき結果が得られるものと予想される。ただし、この場合に擬似等流と考えたことによる見掛けの粗度係数を評価しなければならないことは前節で述べたとおりである。

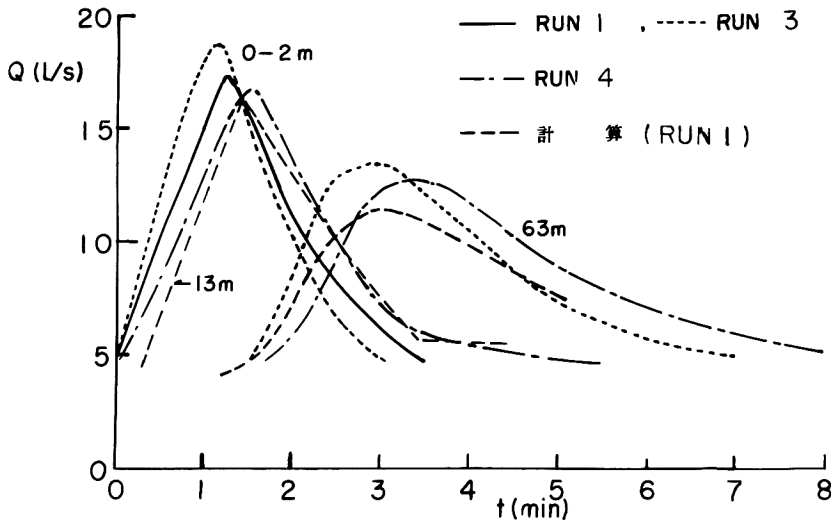


図 - 4.24 上下流端のハイドログラフ

ii) B-水路の場合

図 - 4.25 は B-水路における水位～時間曲線の変形の状態を示したものであるが、B-水路では定常流において、流れが等流に近いので、水位の計算値と実験値の一致の程度も A-水路の場合にくらべてよくなる。ただし、計算においては、水深に応じて変化する粗度係数としては、図 - 4.12 より、A-水路の場合と同じく (4.63) 式を用い、3m 地点での実測水位～時間曲線に近い折線の水位～時間曲線を与えて計算している。なお、計算は拡散係数 D_L の効果をみるために、前節で述べた値よりもオーダーが大きくなるが、(4.37) 式の右辺カッコ内の第 1 項と同オーダーの $2\text{ m}^2/\text{s}$ の値を与えた場合についても行なってみた。また、 B_d としては全水路幅にわたる平均の 0.175 m を採用している。図より、 D_L によって逓減量が増大し、また伝播速度が増大することが認められる。

水位ピークの伝播の状態は図 - 4.26 に示すようで、RUN 5 と RUN 6 は上流端のピーク水深がほぼ同様のものであるが、伝播速度に少し違いが出ている。RUN 5 に対する (4.37) 式の計算から求めた伝播速度は両者のほぼ中間となっており、(4.53) 式で与えられる伝播速度は RUN 6 とよく一致している。

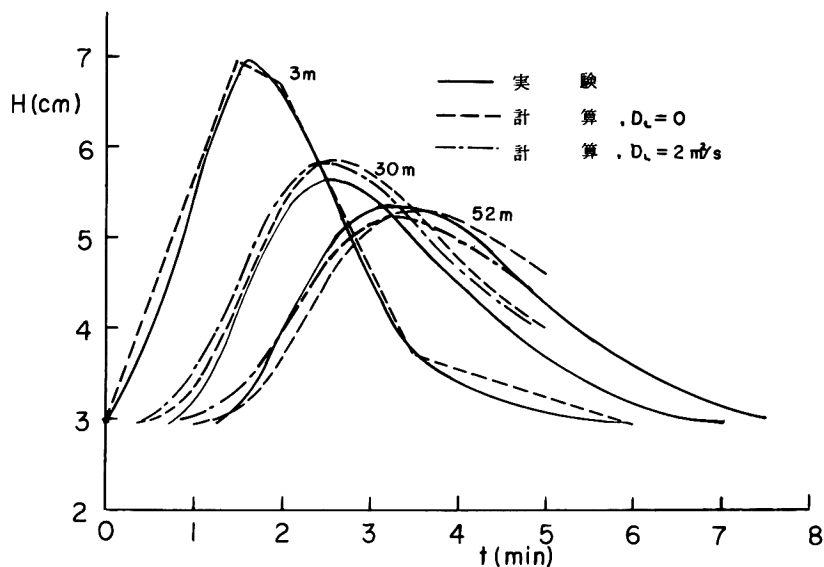


図 - 4.25 水位～時間曲線 (RUN 5)

また、流量に対する実験値と計算値の比較は図 - 4.27 に示すようであって、少し減衰量が大きくなりすぎている傾向が認められが、まずまずの精度で計算できるものと考えられるであろう。なお、3 m地点での計算値は水位～時間曲線の実測値から等流近似で求めたもので、ピーク付近と、基底流に戻る付近でかなり顕著な変動がみられるのは計算法の欠陥からくるものと考えられる。ただし、計算法は本節(2)で述べたような直接差分近似による方法である。

以上の結果より、ここで提案した基礎方程式によって、不規則断面河道におけ

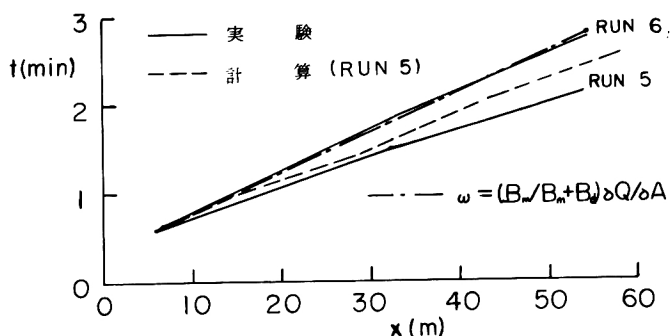


図 - 4.26 水位ピークの伝播

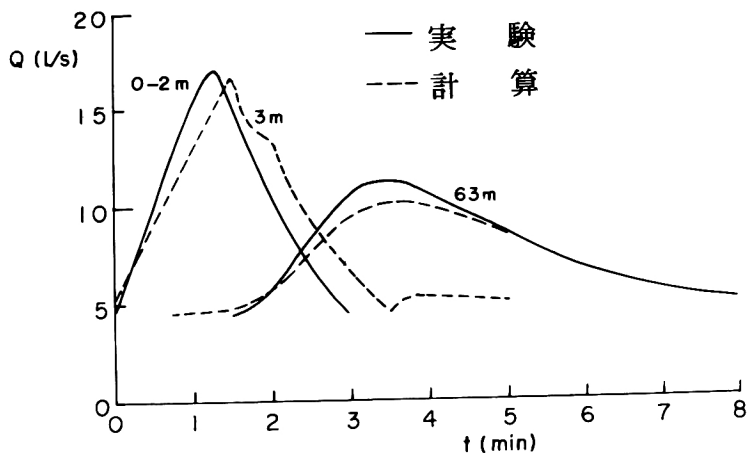


図 - 4.27 上下流端におけるハイドログラフ

る洪水流の平均的な挙動を説明できることが判明した。ただし、計算には、前もって平均主流断面幅、平均貯留断面幅およびみかけ粗度係数の値がわかっている必要がある。これらは実験水路では前節のような考察が参考となるが、実際の河川については今後の観測にまたなければならない面も多い。しかし、洪水時の空中写真による流況把握などはこれらの値の判断に対して有力な武器になるものと考えられる。

iii) 貯留域、粗度係数および拡散係数の効果

水位ピークの伝播と通減に対する貯留域の幅、粗度係数および大規模拡散係数のそれぞれの効果を計算によって調べてみることにしよう。計算はすべて RUN 5 の 3m 地点での水位～時間曲線を境界条件として解いたものである。

図 - 4.28 は貯留域幅の増加によって、ピークの伝播速度が遅れる状態を示している。ただし、粗度係数としては実験値を採用し、拡散係数は 0 としている。これによると、実験値は B_d が 0.175m の場合と 0m の場合との間にあり、貯留域の幅として、B-水路の平均の死水域の幅 0.175m をとるのが正しいものと仮定すれば、粗度係数あるいは拡散係数に少し修正を加える必要のあることを示している。いま、 $B_d = 0.175m$ とし、 n は実験値を用いて、 D_L のみを変化させると図 - 4.29 のようになり、伝播速度については D_L を基礎方程式の拡散項にかかる係数の他の 1 つの項とほぼ等しい $2.0 m^2/s$ とすれば実験値と比較的よく一致するようである。しかし、水位ピークの通減についてみれば、図 - 4.30 および図 - 4.31 よりわかるように、 $B_d = 0.175m$ 、 $D_L = 0$ とした方が実験値に近いようである。このように、洪水流の特性から D_L の値を推定することは、 D_L の効果があまり顕著でないので、難しく、前節の結果から考えても、本実験水路のような場合には D_L はほとんど無視してもさしつかえないものと考えられる。

また、 $B_d = 0$ 、 $D_L = 0$ として、粗度係数の効果だけをみれば、伝播速度に対しては、

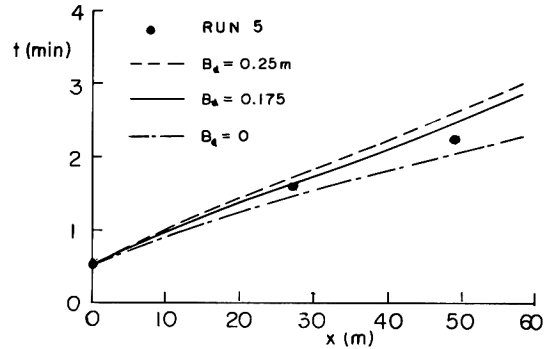


図 - 4.28 貯留域幅と伝播速度の関係

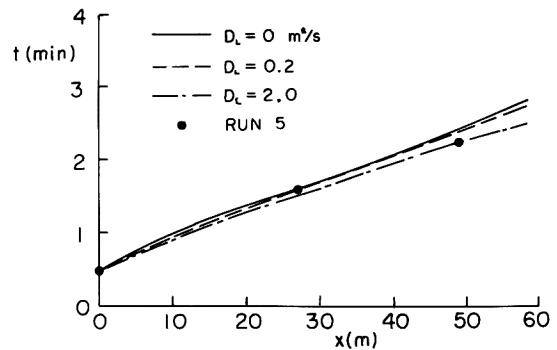


図 - 4.29 D_L と伝播速度の関係

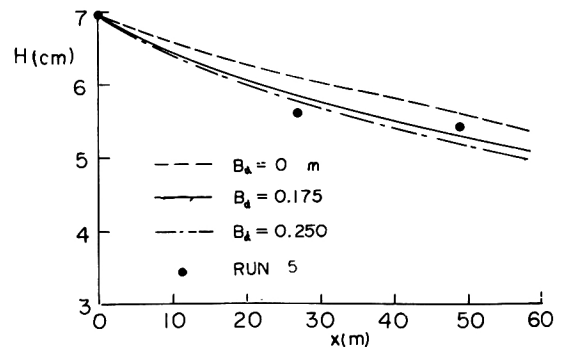


図 - 4.30 B_d と通減量の関係

図 - 4.32 のようになり、ピークの通減量に対しては図 - 4.33 のようになる。ここで、 $n = 0.009$ は A-水路の下流部における一様幅部分の平均の粗度係数である。これらの図より、貯留域が主流路に接して存在することによる粗度係数増大にもとづく効果と、貯留域そのものが洪水流に与える伝播速度の遅延効果ならびに河道貯留による調節効果をうかがい知ることができる。

(5) 木津川洪水への適用例

木津川の中下流部である加茂～八幡間 28.6 km に上述のような理論結果を適用してみよう。対象洪水としては 1959 年 9 月 27 日の伊勢湾台風による大洪水を採用する。この区間の河道は図 - 4.34 に示すように屈曲が多く、しかも河道幅は広い所で 860 m、狭い所で 260 m というように変化が激しい。このような河道での平均主流路幅のとり方については、上述の議論では未だ明らかにされていないので、ここでは建設省¹⁴⁾が従来の洪水解析で用いている平均河幅 360 m を採用することにする。このようにしたときの平均貯留域幅は 5 万分の 1 の地形図から読みとった結果では 150 m となる。また、河床こう配は平均 $1/1200$ 、マンニング粗度係数は従来の解析結果から、ほぼ $n = 0.04$ と考えられる。

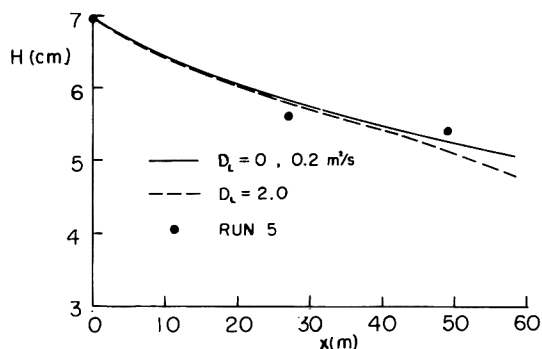


図 - 4.31 D_L と通減量の関係

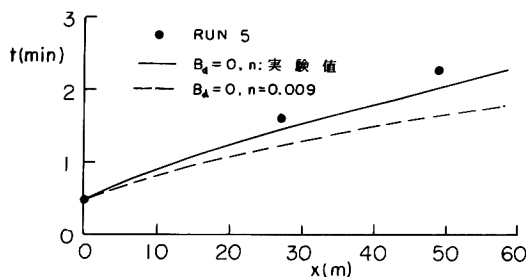


図 - 4.32 粗度係数と伝播速度の関係

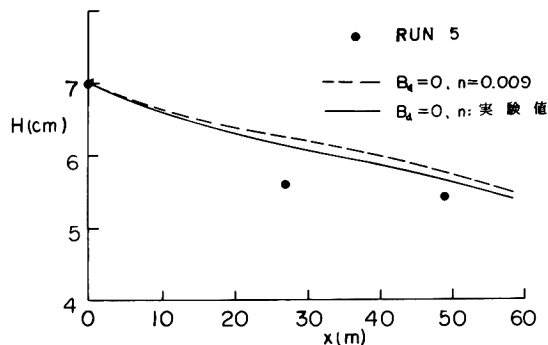


図 - 4.33 粗度係数と通減量の関係

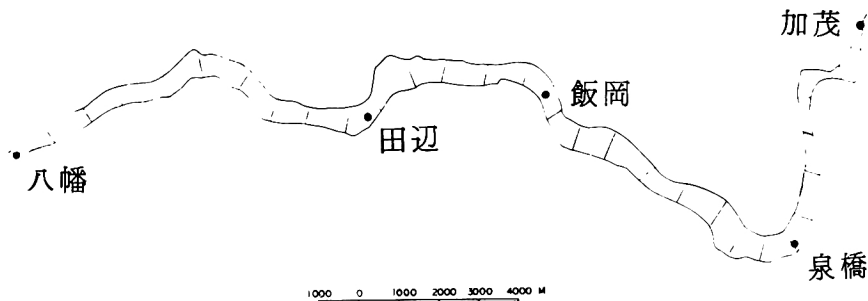


図 - 4.34 木津川平面図

さて、各測水所での水位～時間曲線を図 - 4.35 に示す。ただし、この図においては時間の 0 点を 26 日の 12 時とし、基底水深としては、この時刻の加茂～八幡間の平均水深の 1.4 m をとり、基底水深以上の水位変化を縦軸にとって示している。なお、各測水所の加茂からの距離は、泉橋 6.07 km、飯岡 13.73 km、田辺 19.53 km、八幡 28.57 km である。図より、加茂での水位変化が特別に大きく、泉橋よりも下流

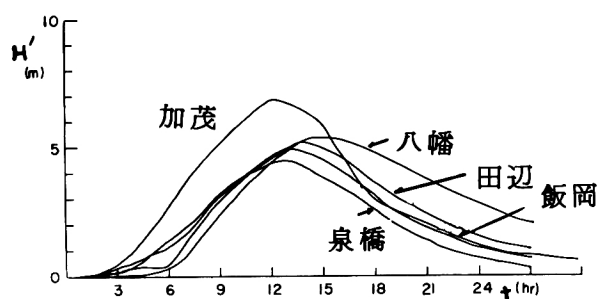


図 - 4.35 実測水位～時間曲線

では、下流ほどピーク水位が大きくなって行く傾向が認められる。これは一様河道で通常みられる傾向とは逆であり、原因としては河幅の不規則性と八幡地点では合流の影響が考えられる。とくに、加茂は河幅が狭く、水深が非常に大きくなっており、この水位のままを上流端の境界条件として計算を進めるのは不适当である。そこで、まず加茂の水位を平均主流路幅での水位に換算する。それには、加茂地点で流れが等流であると仮定し、各時点での実際の流量と、仮想の主流路幅を用いた流量を等しいとして、

$$y = \left(\frac{B_{mk}}{B_m} \right)^{3/5} H_k \quad \dots\dots\dots (4.64)$$

という式を用いた。ここに、 y は換算水深、 B_{mk} は加茂の主流路幅 260 m、 B_m は平均主流路幅 360 m、 H_k は加茂の実測水深である。このような換算の後、全区間の平均の水深 5 m に対応する Q および σ を計算し、(4.45) 式にもとづいて、7 km ごとにユニットグラフの変形を計算し、加茂の換算水位～時間曲線を出発点として 7 km ごとに 28 km まで洪水追跡を行なった結果が図 - 4.36 である。これは

B_m 、 B_d を一定として計算した結果であり、これから各地点での実測水位と対応づけるためには加茂地点で換算したのと同様の方法を逆に用いて換算する必要があるが、水位ピークの生起時刻は八幡のそれを除いて比較的よく一致していることがわかる。八幡は合流点に近く、合流点の背水の影響を受けているものと考えられ、他の諸地点と同一に論ずることができない

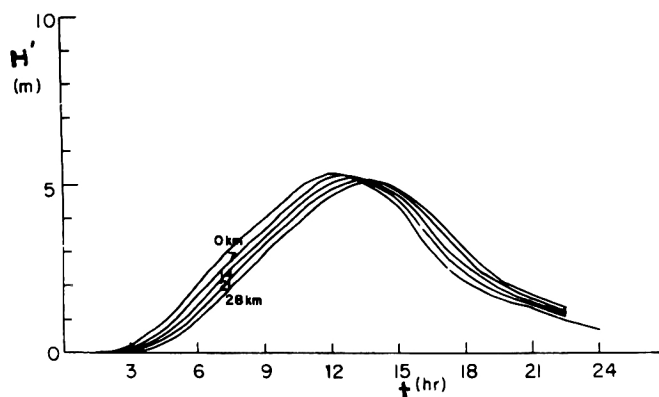


図 - 4.36 計算水位～時間曲線

ことを勘案すれば、両者の一致は満足すべきものと考えられるであろう。

さらに、図 - 4.36 の結果を用いて、加茂、14 km 地点（飯岡）および 28 km 地点（八幡）までの

ハイドログラフを河幅 360 m の等流であると仮定して計算したのが図 - 4.37 である。飯岡の実測値と計算値はよく一致しており、八幡橋のものは少し違っているが、合流点近傍であることも考え合わせれば、計算値と実測値はよく一致しているとみなせるであろう。

図 - 4.37 よりわかるように、加茂～八幡間のピーク流量の減衰は約 $420 \text{ m}^3/\text{s}$ に及び、比較的短距離間での減衰率が 6.75 % になって、この部分での河道貯留の効果の大きいことを説明している。また、本計算においては、加茂～八幡間に流入している小河川の流量を考慮してい

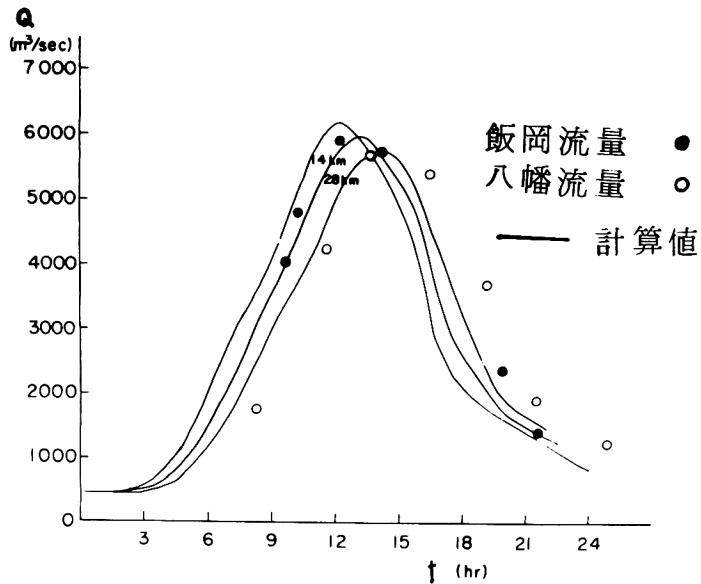


図 - 4.37 計算ハイドログラフと実測ハイドログラフとの比較

ないが、ハイドログラフの形状などより流入の影響は顕著ではないものと考えられる。

第 5 節 結 語

本章では一様なこう配を持つ河道の幅が急激に変化して、狭さく部を作る場合と、河幅の不規則変化が長区間にわたって続くような場合とについて考察し、それらの場における洪水流の特性がかなり明確となった。以下に得られた結果を要約して結語とする。

狭さく部の洪水について

1. 最狭部で支配断面を生ずるような狭さく部の上流側では、あたかも貯水池での洪水流のように、水位ピークと流量ピークの伝播速度に分離がおり、水位ピークはほとんど無限大の伝播速度を持つ。このことは、本章で行なった理論的考察の結果と一致している。
2. 狭さく部上流のせき上げ領域での流量ピークの伝播と通減は近似的には、定常流に対する水面形解析から求められる水位～貯留量曲線を用いて、容量おくれの計算を行なうことによって得られる。
3. 最狭部を過ぎて、再び水路幅が拡大して行くような断面では下流の一樣水路部分の水深と接続するために跳水が起る。この部分での特性は実験的にも把握するのが難しかったが、跳水の部分での貯留量が流量通減と伝播の遅れにかなりの影響を与えているようである。
4. 以上のような特性があらわれる結果、狭さく部は河道を流下する洪水流に対して、総合的には、一樣河道を流下する場合にくらべて、伝播時間を遅らせ、ピーク流量を減衰させる作用を持っていることが

予想され、とくに狭さく部の上流に大規模な貯留域を持つような場合には、その効果が大きくなるものと考えられる。

不規則断面河道の洪水流について

1. こう配が一定で幅が不規則に変化する河道における定常流を平均して擬似等流として取り扱う場合の見掛けの粗度係数評価法は、流水断面積が場所的に変化する場合と、流水断面積は変化しないが、それに接する貯留域幅が変化する場合で異なった方法をとる必要がある。

2. 流水断面積が場所的に変化する場合の見掛けの粗度係数の増加は、不等流を平均する結果平均水深が大きく計算されるために起るので、水面形計算を行なうことによって評価できる。

3. 流水断面積がほぼ一定で、それに接して死水域を持っているような場合の見掛け粗度係数の増加は、死水域と流水断面との間の混合現象を考慮した (4.25) 式で説明される。

4. 不規則断面を持つ河道を流下する洪水流は加速度項を無視してもよいような通常の場合には、(4.37) 式で記述されるが、通常の洪水に対しては拡散係数は無視してもよいと考えられる。

5. 定常流の場合の死水領域は洪水流に対しては貯留域として働らくが、貯留域の幅が場所的に変化すると思った場合と、平均の貯留域幅で考えた場合とで、洪水流の計算結果にはほとんど差が生じない。

6. 水位ピークの通減係数は $(B_m + B_d)^2 / B_m^2$ の値に比例して変化する。

7. 洪水ピークの伝播速度は、一様河道での Kleitz-Seddon 則で示される伝播速度の $B_m / (B_m + B_d)$ 倍である。

12. 本章での解析法を伊勢湾台風による木津川洪水に適用した所、結果は実測値とよく一致しており、木津川の加茂～八幡間では河幅の不規則変化による河道貯留の効果が大きいことがわかった。

参 考 文 献

- 1) Tanaka, K.: On the quasi-steady flow in the open channel (the theoretical analysis of flood routing), Technology of the Osaka Univ., Vol. 2, No. 44, 1952, pp. 183~194.
- 2) 林 泰三: 変断面水路内の洪水の伝播と変形, 第9回水理講演会講演集, 土木学会, 1965.
- 3) 木村俊晃: 変断面水路における洪水流の頂点, 鞍点の伝播速度と水深, 流量の変化に関する理論的考察, 土木研究所報告, 101号の5, 1958.
- 4) 矢野勝正・芦田和男・高橋保: 狭窄部が洪水に与える影響に関する実験的研究, 第20回土木学会年次学術講演会講演集, 1965, pp. 24-1 ~ 24-2.
- 5) 高橋 保: 不規則断面水路の洪水流(2), 京大防災研究所年報, 第14号 B, 1971, pp. 231 ~ 238.
- 6) Haque, M.A.: The effect of eddy viscosity on the velocity profile of steady flow in a uniform rough channel, Journ. of Fluid Mech., Vol. 5, 1959, pp. 310~316.

- 7) Townsend, D.R. : An investigation of turbulence characteristics in a river model of complex cross section, Proc. I.C.E., Vol. 40, 1968, pp.155~174.
- 8) 足立昭平：国定床河川模型水路の人工粗度に関する研究，学位論文，1961．
- 9) Hayami, S: On the propagation of flood waves, Bulletin of the Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ., No.1, 1951.
- 10) 石原安雄：洪水演算器による出水とその調節に関する研究，学位論文，1958．
- 11) 高橋 保：不規則断面水路の洪水流(1)，京大防災研究所年報，第13号B，1970， pp. 299～310．
- 12) 余越正一郎：河川の大規模乱れ，京大防災研究所年報，第10号B，1967， pp. 199～207．
- 13) Harder, J.A. and L.V. Armacost : Wave propagation in rivers. Univ. of California, Berkley HEL Series 8, No. 1, 1966.
- 14) 建設省近畿地方建設局：淀川洪水解析，1959．

第 5 章 河川合流部における洪水流の特性に関する研究

第 1 節 概 説

降水が河川となって流出する過程では、河道網系におけるハイドログラフの合成の機構が重要であり、支川の配置の様式によって流出のパターンが変化する。一般に、河川流域は、その支川の配置様式から、羽状流域、輻射流域、並行流域および複合流域に分けられ、羽状流域では、各支川からの出水時刻に多少の喰い違いが生じて、洪水のピーク流量は小さいが継続時間が長い傾向を持ち、輻射流域では全流域にわたる強雨によって、たちまち大洪水になるような傾向を持つといった特性の差がある。¹⁾ 支川の合流によって、どのような洪水ハイドログラフが形成されるかは基本的には、上記のような支川網の配置や支川流域の地形、地質および林相などの水文学的要素と降雨条件によって決定されるものである。しかし、大規模な河川が合流する場合は、一方の河川の洪水を何らかの人工的方策によって調節あるいは流出時差の調整をすれば、合流部よりも下流の河川における洪水が大幅に軽減される可能性がある。このような実用上の要請から、最近では、流域内の洪水調節ダムを統合的に管理操作しようとする機運にあり、すでに実施されているが、その方法の活用のためには、下流河川に対して望ましい操作法をあらかじめ知っている必要があり、ここに洪水の合流特性の研究が必要となる。従来、合流点におけるハイドログラフの形成についての研究も種々行なわれているが、米田²⁾は淀川の三川合流点について研究し、

$$Q = 10^{-ax} (K_1 \eta_1 Q_1 + K_2 \eta_2 Q_2 + K_3 \eta_3 Q_3) \quad \dots\dots\dots (5.1)$$

とあらわした。ここに、 Q は枚方での最大流量、 10^{-ax} は合流点よりも下流、枚方までの通減係数、 Q_1 、 Q_2 、 Q_3 はそれぞれ木津川、桂川、宇治川での合流影響区間の直上流での最大流量、 K_1 、 K_2 、 K_3 はそれぞれ木津川、桂川および宇治川で合流によるせき上げ効果のために最大流量が各河川の個有最大流量から変化する割合で、せき上げ係数と呼ぶ。 η_1 、 η_2 および η_3 は合流点直下流において最大流量が生じた時点における各河川の流量と各河川最大流量 $K_i Q_i$ ($i = 1, 2, 3$)との比である。したがって、 $K_i \eta_i Q_i$ ($i = 1, 2, 3$)は合流点直下流で最大流量が生じた場合の各河川での実際の流量を示しており、(5.1)式は連続の方程式によって与えられる合流点最大流量が枚方までの間に通減する関係を記述したものに他ならず、物理的な矛盾点はないが、係数 K_i および η_i をどのようにして知ることが問題であり、これらの値は場合によって変化するもので、特定の河川について、多くの資料からパターン別に整理しておく必要がある。

石原³⁾はアナログ計算器を用いて洪水流の解析を行なうに際して、合流と支川の流入という二つの概念に分類している。前者はいわゆる dependent tributary と呼ばれるもので、合流点における貯留効果が無視できないものであり、後者は independent tributary で流入ハイドログラフが本川の水位に無関係

であるものである。そして、計算を進めるに際して、合流では各河川に対する河道素子を挿入し、支川の流入では流量を強制的に流入させている。淀川に対する洪水演算器による解析結果では、背水による貯留効果はあまり大きくはなく、木津川主出水の場合に対する加茂～枚方間における全貯留量の約20%程度を占めるのみとなっている。このような結果は米田が桂川の貯留が大きいと述べていることと喰い違っており、その問題点を究明する必要がある。

一方、最近の電子計算機の発達によって多くの数値計算が試みられ、解の収束性や計算時間の短縮などに対して様々の工夫が加えられている。^{4),5),6)} これらの数値計算法はいずれも合流点における各河川の水位を等しいとおき、流量の連続条件と連立させて計算を進めるもので、計算法自身の問題とともに、合流点における局所的な水理条件に対する検討が必要である。

本章では、第2節で independent tributary と dependent tributary の分類を試み、第3節で in-dependent tributary による強制流入に対する解析を試み、第4節では dependent tributary の場合の洪水流の挙動について行なった実験結果をもとにして検討を加える。

第 2 節 洪水ハイドログラフの形成から見た合流点の分類

洪水流の伝播と変形に対する合流の効果は、本、支川のそれぞれにどのようなハイドログラフを持つ洪水が流下してくるかという基本的問題の他に、本流の洪水に対して支川が貯留域として、どのように作用するか、主として大出水のある方の河川の洪水水位によって決定される合流点の水位変化が、もう一方の河川の洪水流下に対してどのような影響を与えるかという2点が重要である。

いま、第1の貯留効果について、第3章、第3節の定常流に対する下流水位の遡上特性に関する実験結果を参照し、遡上速度が無限大であると仮定して、支川における貯留量は本川の水位変動がそのまま支川内の水位変動となることによる楔形の部分の面積の増減によって決定されるものと考えよう。

支川の流入点の上下流における本川の単位幅流量 q_1 および q_2 の間には、この場合

$$q_2 = q_1 - \frac{B_b}{B} \frac{H}{i_b} \frac{\partial H}{\partial t} \quad \dots\dots\dots (5.2)$$

という関係が成立する。ただし、 B および B_b はそれぞれ本川および支川の河幅、 H は本川の水深、 i_b は支川の河床こう配であり、断面形は本支川ともに広幅長方形断面とし、便宜上、合流点で本、支川間に落差はないものとし、かつ支川の自己流量は0であるものとしている。

本川の合流点直上流の流量 q_1 と直下流の流量 q_2 の比が1に近いときには、合流点は本川洪水に重要な貯留効果をもたらさないことになるので、そのような条件を求める。本川の合流点上流の流速を V_1 と書くと

$$q_1 = V_1 H \quad \dots\dots\dots (5.3)$$

であるから、(5.3)式を(5.2)式に入れて

$$i_b > \frac{1}{\varepsilon} \frac{B_b}{B} \frac{\partial H / \partial t}{V_1} \quad \dots\dots\dots (5.4)$$

のとき、貯留量はほとんど無視してもよいことになる。ただし、 ε は1にくらべて小さい値である。

いま、実用上、 $\varepsilon = 0.01$ とし、 i を本川の河床こう配として、

$$\frac{i_b}{i} = r \quad \dots\dots\dots (5.5)$$

と書くと、(5.4)式は、

$$r > \frac{1}{0.01} \frac{B_b}{B} \frac{\partial H / \partial t}{V_1 i} \quad \dots\dots\dots (5.6)$$

となり、 $(\partial H / \partial t) / (V_1 i)$ は第2章で導入した指標 λ を使えば、近似的に λ / F (F はフルード数)であるから

$$r > \frac{1}{0.01} \frac{B_b}{B} \frac{\lambda}{F} \quad \dots\dots\dots (5.7)$$

となって、本川洪水の λ が小さく、支川幅が本川幅にくらべて小さい場合ほど、支川こう配が小さくても、その貯留量は無視できる程度となる。そして、本川の洪水が $\lambda \approx 1$ 、 $F \approx 1$ 程度の非常に急激なもので、 $B_b \approx B$ のような場合には $i_b > 100 i$ のような急な支川の場合にのみ支川の貯留効果が本川の洪水の変形に対してほとんど影響を与えないことになる。以上は便宜上、支川の流量を0として考えた結果であるが、支川が固有流量を持っている場合には、一般に貯留量は小さくなり、本川の洪水位の変化速度が小さく、支川との水位差が小さい場合には逆流を生じなくなる。このような場合に対する合流点の効果は第2の点、すなわち支川の下流端における水位変化が支川の洪水流の伝播に与える影響の大小によって決定される。このような問題に関しても、やはり、第3章の結果が参考となるが、(5.7)式が満足されるような急こう配の支流では、せき上げ領域も短かく、支川洪水の変形量も小さいものと予想される。結局(5.7)式が満足されるような支流の流入は本川に対しては、強制流入として支川流入がそのまま本川流量に加わるものと考えてよいであろう。しかし、(5.7)式を満足するよりも緩こう配の支流の合流では、合流後の河道幅が非常に大きくなっていて、本川側の水位が常に低下背水かあるいは一様河道と同等の水面こう配を与えるような水位にしかならないような特殊な場合を除けば合流点における貯留効果が問題となり、現象は複雑となる。このように、(5.7)式は合流点の性質を分類するものと考えられ、ここではこれを境としてdependent tributaryとindependent tributaryに分類することにしよう。以下(5.7)式を満足する場合と満足しない場合について、それぞれ別個に取り扱うことにする。

第 3 節 支流のこう配が急である場合 (independent tributary) の洪水流

支流の河床こう配が本川のこう配にくらべて急で、(5.7)式が満足されるような場合には、支流からの流入量は、本川に対して強制流入となる。このような場合の本川の洪水流に対しては、基礎方程式として線型化された拡散型の方程式を用いると容易に解析解が得られる。

すなわち、基底流量からの変化流量を q と書くと、運動方程式において加速度項を省略すれば、線型化された基礎方程式として、第4章で導いた水深に対するものと同形の

$$\frac{\partial q}{\partial t} + Q \frac{\partial q}{\partial x} = \sigma \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (5.8)$$

が得られる。ここに、 Q および σ は広幅長方形一様断面に対して、

$$\left. \begin{aligned} Q &= \frac{5}{3} V_0 \\ \sigma &= \frac{q_0}{2i} \left(1 - \frac{4}{9} F_0^2 \right) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5.9)$$

である。ただし、添字0は基底定常流を意味する。

(5.8)式を解くべき境界条件は

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad &\text{で} \quad q=0 \\ x=0 \quad &\text{で} \quad q=F(0, t) \\ x=x_1 \quad &\text{で} \quad q=F(x_1, t) + \Gamma(t) \\ x \rightarrow \infty \quad &\text{で} \quad q \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5.10)$$

である。(5.8)式は線型であるから、条件(5.10)のもとにおける解は、(5.8)式の、境界条件

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad &\text{で} \quad q=0 \\ x=0 \quad &\text{で} \quad q=F(t) \\ x \rightarrow \infty \quad &\text{で} \quad q \rightarrow 0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5.11)$$

のもとにおける解と

$$\left. \begin{aligned} t=0 \quad &\text{で} \quad q=0 \\ x=x_1 \quad &\text{で} \quad q=\Gamma(t) \\ x \rightarrow \pm \infty \quad &\text{で} \quad q=0 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (5.12)$$

のもとにおける解を加え合わせることによって求められる。ここに、 $x = x_1$ は合流点の位置であり、 $F(0, t)$ は本川上流端のハイドログラフ、 $\Gamma(t)$ は支川の流入流量を示す。

(5.8) 式の (5.11) 式のもとにおける解は

$$q = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \exp\left(\frac{Q}{2\sigma} x\right) \int_{x/2\sqrt{\sigma t}}^{\infty} \exp\left\{-\xi^2 - \left(\frac{Qx}{4\sigma\xi}\right)^2\right\} F\left(t - \frac{x^2}{4\sigma\xi^2}\right) d\xi \quad (5.13)$$

である。

また、(5.8) 式の (5.12) 式のもとにおける解を求めるために、

$$Y = x - x_1 - Qt \quad (5.14)$$

のように変数変換すれば、(5.8) 式は

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \sigma \frac{\partial^2 q}{\partial Y^2} \quad (5.15)$$

となり、条件 (5.12) 式は $\Gamma(t) = 1$ というインパルスを考えると、

$$\left. \begin{aligned} q(Y, 0) &= \delta(Y) \quad (\text{ディラック関数}) \\ \lim_{Y \rightarrow \infty} q(Y, t) &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5.16)$$

となり、

さらに、連続式より

$$\int_0^{\infty} q(Y, t) dY = \frac{1}{2} \quad (5.17)$$

となる。(5.16) 式および (5.17) 式のもとにおける (5.15) 式の解を求めて、変数をもとに戻せば

$$\left. \begin{aligned} q(x - x_1, t) &= \frac{1}{2\sqrt{\pi\sigma t}} \exp\left\{-\frac{(x - x_1 - Qt)^2}{4\sigma t}\right\}, & (x \neq x_1) \\ q(x - x_1, 0) &= 1, & (x = x_1) \end{aligned} \right\} \dots \quad (5.18)$$

のようになる。

(5.13) 式についても、ユニットステップの変化に対する解の形に書きなおすと、

$$q(x, t) = \frac{1}{2} \left[\frac{Q}{e^{\sigma}} \operatorname{erfc} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{\sigma t}} (x + Qt) \right\} + \operatorname{erfc} \left\{ \frac{1}{2\sqrt{\sigma t}} (x - Qt) \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (5.19)$$

となる。(5.19)式において、単位時間ずらせた $q(x, t)$ と $q(x, t + \Delta t)$ の差はユニットグラフを示すから、結局(5.18)式と(5.19)式を用いることによって、容易に支川が合流する場合の洪水流の計算を行なうことができる。

ちなみに、水路幅 60 cm , こう配 1/500, 粗度係数 0.012 の実験水路において、本川上流端と、それより下流 30 m 地点に強制流入する洪水ハイドログラフが図-5.1 のように与えられた場合について、10

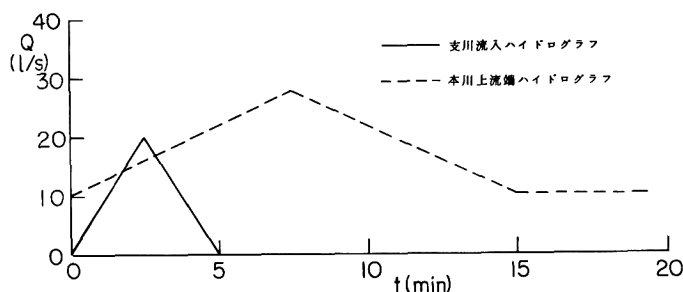


図-5.1 計算に用いた流入ハイドログラフ

m 間隔, 10 秒ステップのユニットグラフによって数値計算を行なった結果は図-5.2 のようになる。強制流入の流量は流入がないとした場合の流量

に線型的に重ね合せられているので、合流点付近で明確な 2 つのピークが生じており、後から生ずる本川洪水に対応するピークには流入洪水は影響を与えていない。もちろん、このような二山洪水は流下に伴って変形し、次第に一山洪水へと遷移する⁷⁾。また、合流点で二山があらわれるかどうかは、合流の時差と流入ハイドログラフの規模と形状に依存する。なお、図-5.2 において、時間的に先に生じているピークで 30 m 地点のものよりも、40 m 地点のものが大きくなっているのは、(5.18)式で示される強制流入量の拡散による輸送量が、(5.19)式で計算される逓減量よりも大きな値を持っているためであって、拡散方程式

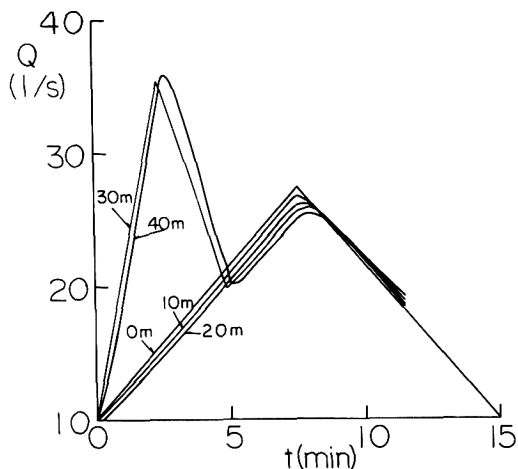


図-5.2 計算ハイドログラフ

によって現象を近似させたために生じた結果である。線形の拡散方程式で記述することによって解析解を求めることができたのであるが、この方程式が現象をどこまで記述することができるかは、支川の流入によって本川水位がせき上げられることによる本川洪水の変形の問題とあわせて、さらに検討を加えるべき課題であろう。

第 4 節 支流のこう配が緩い場合 (dependent tributary) の洪水流

(1) 実 験

実験水路は図-5.3に示すようなコンクリート製水路で、本、支川とも幅60cm、こう配1/500で

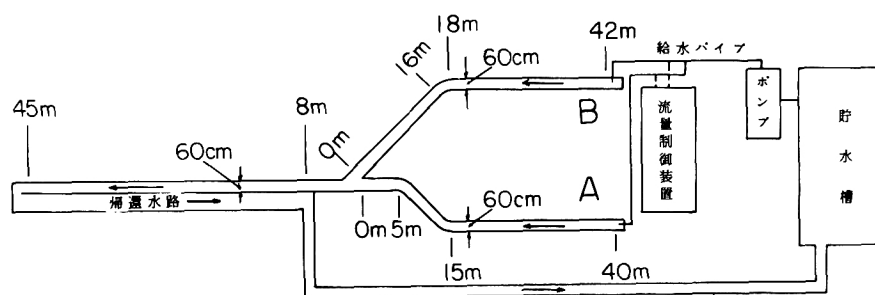


図 - 5.3 実験水路平面図

ある。実験場の都合によって、合流点よりも上流に彎曲部が挿入されている。この影響によって、合流点近傍においても一様な流れが得られないので、合流によるエネルギー損失や本、支川間における水位差などの局所的な特性を議論するには適当ではないが、合流点における貯留効果が洪水流の変形と伝播に与える影響などの平均的な特性に関する実験には十分の適用性を持っているものと考えられる。なお、本実験水路の $10\text{ l/s} \sim 30\text{ l/s}$ の間の流量に対する平均のManningの粗度係数は0.0121である。

以後、便宜的に記号Aをつけた水路を本川と呼び、Bをつけた水路を支川と呼ぶことにするが、本川および支川への給水量は自動制御装置によって、それぞれ独立に任意のプログラム設定に応じて与えることができる。

実験は、まず本川および支川における数種の定常流量の組合わせに対する水深の測定を行ない、合流点より上流部の背水による貯留量と流量の関係を明らかにし、ついで表-5.1に示したような、支川の流量が定常あるいは0である場合の洪水流と、支川と本川との洪水が同一の規模と形状のハイドログラフを持っているが合流時差のある場合について行なった。

計測は本川および支川の各所で、抵抗線式水位計によって水位～時間曲線を測定し、断面中央部における流速の測定を本川の合流点より上流2～4mの区間、合流点の下流2～4mの区間および支川の1～3mの区間において、長さ2.5cm、直径1cmの発泡スチロールに重錘をとりつけた浮子によって、20秒間隔

表 - 5.1 実験の種類

実験番号	本川上流端 ハイドログラフ			支川上流端 ハイドログラフ			合流時差*	測定事項および測点
	基底流量	最大流量	継続時間	定常流				
	(ℓ/s)	(ℓ/s)	(min)	(ℓ/s)				
RUN1	10	27.5	15	0			—	水位変化 (本川上流: 32, 10.1 m) (本川下流: 2 m) (支川上流: 5, 1 m)
RUN2	8	30	5	0			—	断面中央流速 (本川上流: 4~2 m 区間) (本川下流: 2~4 m 区間)
RUN3	10	27.5	15	10			—	
				基底流量	最大流量	継続時間		
							(min)	
RUN4	10	27.5	15	10	27.5	15	0	水位変化 (本川上流: 32, 10, 1 m) (本川下流: 2 m) (支川上流: 10, 1 m)
RUN5	10	27.5	15	10	27.5	15	+5	断面中央流速 (本川上流: 4~2 m 区間) (本川下流: 2~4 m 区間) (支川上流: 3~1 m 区間)
RUN6	10	27.5	15	10	27.5	15	-5	

* 合流時差は本川および支川の上流端での最大流量の生起時刻の差であり、+は本川が先行する場合で、-は支川が先行する場合である。

に行なった。定常流では、断面中央部で計った浮子流速と断面平均流速とは、図-5.4のように比較的よい対応関係にあるが、不定流では、合流点近傍では、このような関係が明確でなく、断面中央部における浮子観測からだけでは、その断面を通過する正しい流量を知ることができないが、この観測結果と水位変化の観測結果から、大体の傾向を推測することができる。

なお、本川の合流点より下流16m地点において、半導体式圧力変換器とピトー管によって水位変化の測定を行なった。計測の不備から、波形全体を再現することができなかったが、水位ピークの生起時刻のみは知ることができた。

(2) 実験結果とその考察

1) 支川の流量が0あるいは定常流量である場合

図-5.5、図-5.6および図-5.7はそれぞれ、RUN1、RUN2およびRUN3の水位～時間曲線の実測の結果であるが、自動制御装置による設定流量の変動が大きいことと、水路の場所的な不整正のために、水位の場所的、時間的変動が大きいので、これらの図からただちに合流点の影響を論ずることは難しいが、

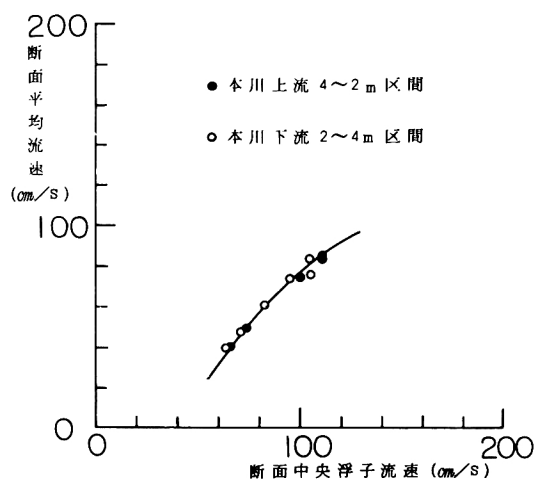


図-5.4 浮子流速と断面平均流速の関係

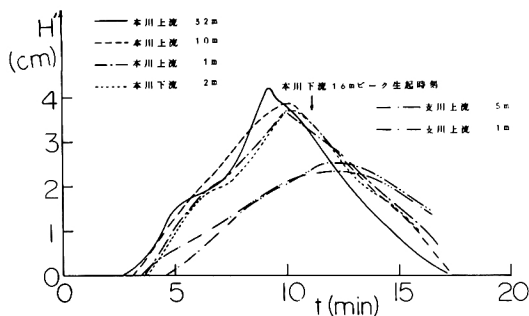


図-5.5 水位～時間曲線 (RUN1)

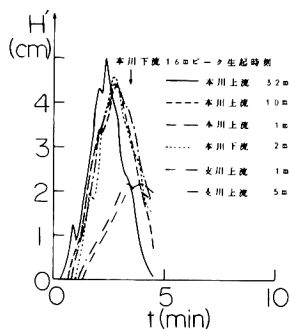


図-5.6 水位～時間曲線 (RUN2)

とくに注目すべき結果として、支川の1m地点と5m地点での水位変動がほぼ同一位相であり、また、RUN1およびRUN2のように支川流量が0である場合は、支川の水位変動はほとんど水平であるが、その変動幅は本川側の水位変動に比して小さく、かつ水位ピークの生起時刻が本川側でのそれよりも非常に大きく遅れている。支川流量が0の場合には、定常流においても、図-5.8にみるように、本川の合流点より上流側の水深と支川での水深にかなり大きな差が生じており、支川流量が $10\ell/s$ である場合には、その差はそれほど大きくはない。支川

流量が0の場合は、本川の合流点よりも上流側の水位が増大するにつれて支川への逆流が生じて水位も増大するが、そのしかたは、本川と支川での水位差が水位の上昇につれて大きくなるようになっており、本川水位がピークに達しても、本川と支川の間に水位差があるので、暫くは支川の水位が増大して行く傾向が保持され、本川水位が低下して、本川と支川との水位差が非常に小さくなって、はじめて支川の水位が低下しはじめ、支川での貯留量が本川へ流出し出すようになる。したがって、支川での水位ピークの生起時刻は本川でのそれよりもかなり大きく遅れることになるが、遅れの時間には、先の考察より明らかなように、本川と支川での水位差が関連していて、支川の本川への合流角度、こう配、河幅および粗度係数などの支川の河道特性や本川での洪水波形などによって変化する局所的な現象が解明されなければ、あらかじめ推定することはできない。

支流での貯留があり、しかも水位ピークが本川水位のピークから遅れるという特性は、支川が広大な貯留域を持っている場合には、合流点が洪水調節に重要な役割を演ずることを期待させる。実験水路において、洪水流に対する本川側と支川側との水位変動は、図-5.8に見るように、本川側の水位の上昇期と下降期とは異なっていて、全体としてはループを画くが、定常流における関係を夾むように変化している

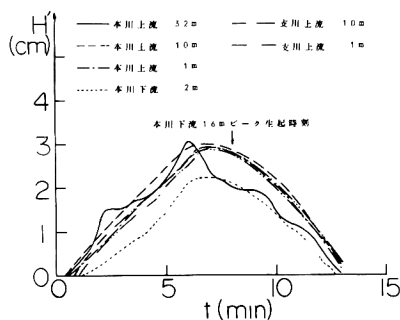
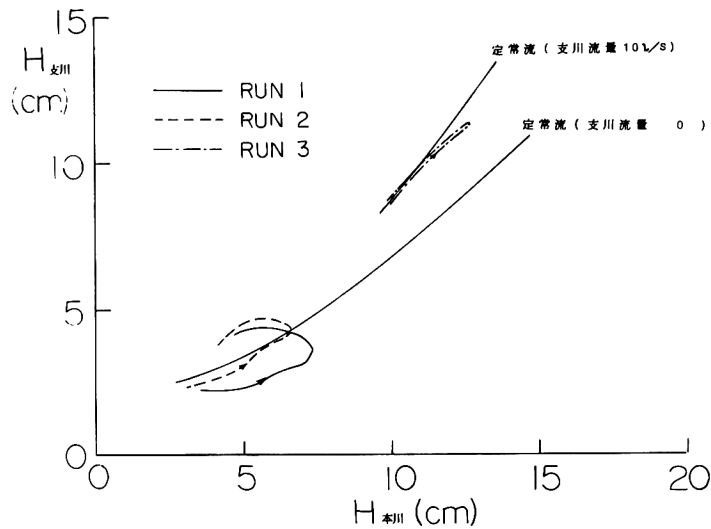


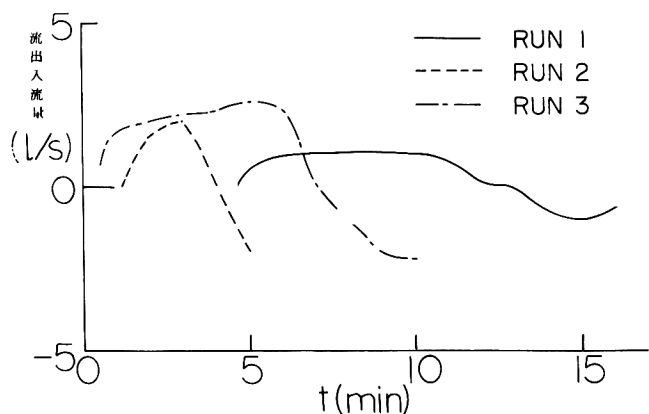
図-5.7 水位～時間曲線 (RUN3)



図－5.8 合流点より上流1 m地点における本川と支川
の水深の関係

ので、近似的に定常流のような関係があるものと仮定すれば、定常流に対する予備実験の結果より、支川における貯留量の変化を水位～時間曲線の測定結果から求めることができる。このようにして、各実験ケースについて、貯留量の変化を求め、しかる後合流点における支川からの流出入流量を求めると図－5.9のようになり、流出入流量は本川流量の10%以下となってい、本川流量の変動幅以下程度であるので、水位～時間曲線に流出入の影響を読みとることは困難である。しかし、図－5.10および図－5.11の浮子による流速観測の結果をみると、支川の水位が下降しはじめて、本川への流出をみるようになると、本川の合流点よりも下流側での流速の変動特性が上流側とは異なって、最大流速

時を経過後も流速の減少割合が小さくなっている状態を認めることができる。なお、支流に10 l/sの定常流量のあるRUN3では本川水位の変動によっても逆流は生じていず、本川洪水に対する貯留効果はない。したがって、この場合の支流の水位変動は下流端水位によるせき上げのために生じたもので、図－5.9に示した流出入量は本川からの流入量によるものではなく、支川個有流量



図－5.9 支川での貯留による流出入流量

きる。なお、支流に10 l/sの定常流量のあるRUN3では本川水位の変動によっても逆流は生じていず、本川洪水に対する貯留効果はない。したがって、この場合の支流の水位変動は下流端水位によるせき上げのために生じたもので、図－5.9に示した流出入量は本川からの流入量によるものではなく、支川個有流量

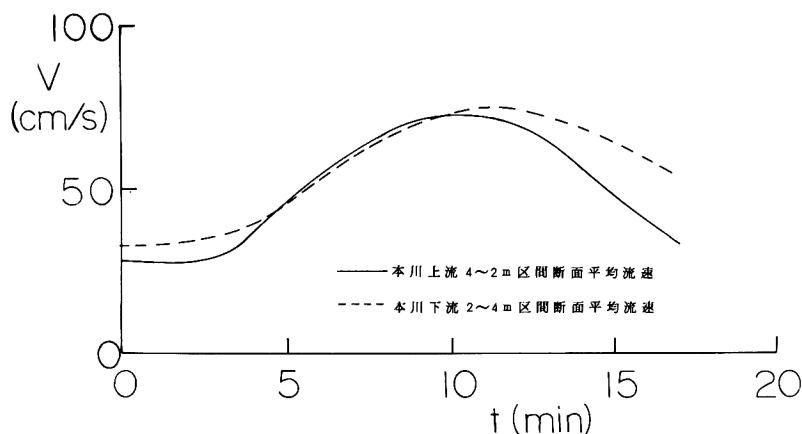


図-5.10 各測点での流速の時間的变化 (RUN1)

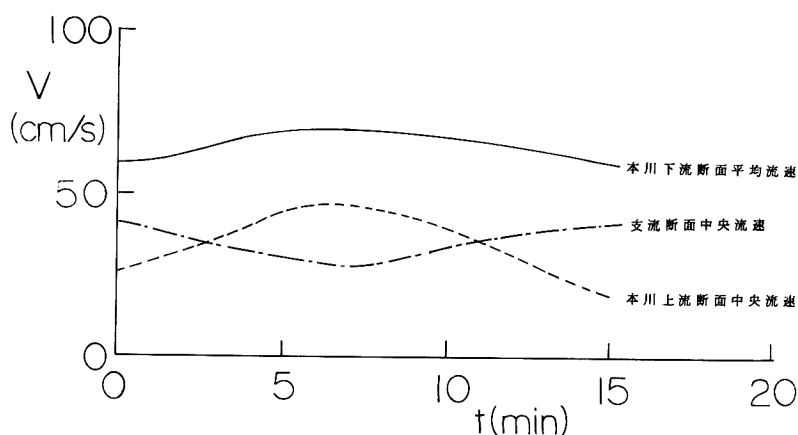


図-5.11 各測点での流速の時間的变化 (RUN2)

の一時的な貯留と流出の関係を示している。

本実験の場合では、支川の貯留効果はあまり顕著ではなかったが、条件によってはこの効果を見捨てることのできないことを示唆している。このような場合の洪水流の解析は、本川と支川での水深が合流点で食い違っているという重大な問題点をあえて無視することにすれば、第2節および第3節の考察より明らかなように、(5.8)式を条件

$$\left. \begin{array}{ll} t=0 & \text{で} \quad q=0, \quad H=\text{const.} \\ x=0 & \text{で} \quad q=F(t) \\ x=x_1 & \text{で} \quad q_b = -\frac{B_b}{B} \frac{H}{i_b} \frac{\partial H}{\partial t} \\ x \rightarrow \infty & \text{で} \quad q \rightarrow 0 \end{array} \right\} \dots\dots\dots (5.20)$$

のもとに解けばよいものと考えられる。ただし、 q_b は支川による流出入流量である。ここにおいて、 H は近似的に、

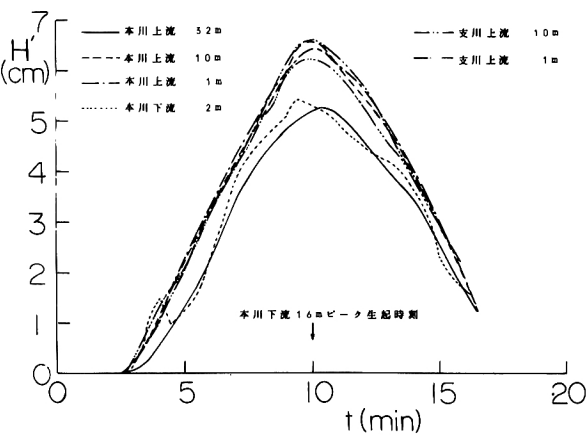
$$H = \left(\frac{nq}{i^{\frac{1}{2}}} \right)^{\frac{5}{3}} \dots\dots\dots (5.21)$$

と書くことができ、(5.20) 式は流量のみを含む式に書きなおすことができるが、非線型であるので解析解を求めることができない。このような場合に対しては、これらの式を直接差分式に変換して数値計算をする方法をとらなければならないが、このような解析法については、すでに支川流量が不定流であるような一般の場合について、多くの試みがなされているので、ここでは省略することにする。

ii) 支川の流量も不定流である場合

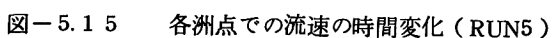
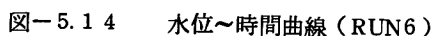
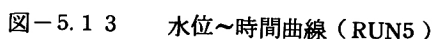
洪水流の合流特性に対して支配的な要素は河道特性を除けば、本川および支川における洪水ハイドログラフと合流時差であると考えられるが、とくに、合流時差は第1章で実例について見たように、重要な影響を及ぼすのでこの点について実験を試みよう。

図－5.1 2、図－5.1 3 および図－5.1 4 はそれぞれ、ほぼ同一の規模と形状を持つ本川および支川のハイドログラフが時差なしに合流する場合、本川の洪水が支川のそれよりも5分先行する場合および支川洪水が本川洪水よりも5分先行する場合の水位～時間曲線である。図より、両川の洪水に合流時差のない場合に、水位が非常に大きく、洪水流量が大きくなることがわかる。合流時差のある場合には、ピークの合致する場合よりもピーク水位は小さくなっており、かつ、本川洪水が先行する場合と支川洪水が先行する場合で合流点より上流の水位変化の様相はほとんど同じである。しかし、図－5.1 5 および図－5.1 6 の浮子観測による流速の測定効果は、一方を裏返しに重ねるとほとんど一致するようになっており、一方が他方の影響を受けてせき上げられて流速が減少するような傾向と、その流速の絶対値は、洪水の同一の位相についてはほとんど同じであるが、支川の流速の絶対値は本川のそれよりも常に大きくなって、本川の合流点よりも下流での最大流速および最大流量の生起時刻は支川での最大流速の生起時刻の方に大体一致している。このことは、支川と本川とで同じ大きさと形状を持つハイドログラフを単に時差のみを変化させて流下させたのにもかかわらず、常に支川側の洪水が支配的影響を持っていることを示しており、RUN6では支川の最大流量の方が先に生じているので、本川の合流点よりも下流16m



図－5.1 2 水位～時間曲線（RUN4）

なお、定常流に対しても、本川側の方が水深が大きくなる傾向は図5.17のようにあらわれている。支川の流量が定常であれば、この図よ



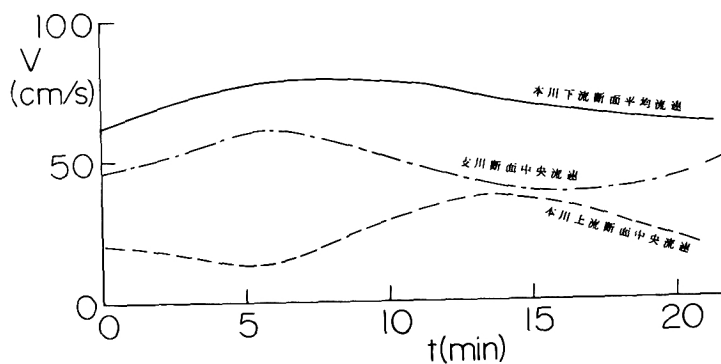


図-5.16 各洲点での流速の時間変化 (RUN6)

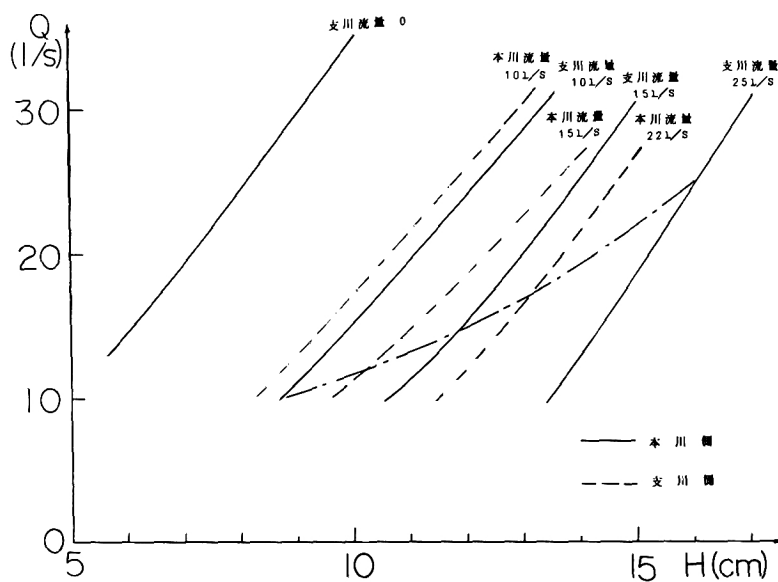


図-5.17 定常流における合流点上流1 m地点での水深～流量曲線

り明らかなように、本川側の $H \sim Q$ 曲線のこう配は支川流量にかかわらずほぼ一定となっており、第3章での考察の結果を用いれば、支川の定常流量によってせき上げられた本川内の洪水流量の伝播特性は一様河道のものとほぼ同じであることが予想される。この議論は本川と支川とを読み替えても同じである。しかし、支川の流量が不定流であれば、本川と支川との流量関係に応じて、例えば図中の一点鎖線のような $H \sim Q$ 曲線があらわれることとなり、一様河道を伝播する場合とは全然特性が異なることが予想される。

第 5 節 結 語

合流点における洪水流の挙動は極めて複雑であって、一般に解析的な議論をすることは困難であり、すでに多くの考案がなされているような数値計算法によらなければ定量的な現象把握はほとんど不可能である。しかし、このような数値計算を進める場合にも、適当な簡略化は不可避であるから、あらかじめ、少なくとも定性的な特性を把握していなければ正しい結果を得ることは難しい。このような観点から、本章では、まず本川での洪水流量と支川での貯留量の関係に着目して、従来莫然と区分されている dependent tributary と independent tributary の定義を明確にし、independent tributary に対しては線型化方程式にもとづく理論的解析を試み、dependent tributary に対しては実験によって特性の把握を行なうとともに、従来の数値計算法に対する問題点を提起した。

以下、本章で得られた結果を要約するとつぎのようになる。

1. 合流点は、支川からの流入量が本川水位の変化と実用上無関係であるような independent tributary と、本川水位に影響される dependent tributary に分けて考えるのがよい。
2. independent tributary と dependent tributary とを実用上区分する物理量は、本川および支川の河床こう配と河幅および本川洪水の特性を示す流れのフルード数と第2章で導いた無次元量 λ であり、(5.7) 式で記述される。
3. independent tributary を持つ河道における洪水は近似的には線型化された拡散型の方程式によって解析され、支川流量は本川流量に単純に重ね合わせることができる。
4. dependent tributary では支川の個有流量が0か非常に少ない場合には、本川洪水からの逆流によって貯留域となり、個有流量が多い場合には、せき上げによって個有流量が貯留される。したがって、支川の貯留面積が広大であれば、合流点での洪水流の変形は大きい。
5. 本川と支川とが同じ断面幅、同じこう配および同じ粗度係数を持つ実験水路で、同じ形と大きさを持つハイドログラフを本川洪水が支川洪水よりも5分先行する場合と支川洪水が本川洪水より5分先行する場合について実験を行なったところ、合流点よりも下流の洪水ピークの生起時刻を支配するのは支川洪水であることが判明した。これには、他の条件が同じであるので、支川が本川へ45°の角度を持って流入しているという流入角度の影響が考えられ、合流点の洪水解析には局所的な水理条件が考慮されなければならないことを示唆している。

参 考 文 献

- 1) 野満隆治・瀬野錦蔵：新河川学，地人書館，1959，pp. 9～10.
- 2) 米田正文：淀川計画高水論，学位論文，1952.
- 3) 石原安雄：洪水演算器による出水とその調節に関する研究，学位論文，1958.
- 4) Stoker, J.J.: Water waves, Interscience Publishers, 1957, pp.467～509.
- 5) 岸 力，平山健一：河川における非定常流の数値解法，第20回土木学会年次学術講演会講演集，1965.
- 6) Balloffet, A: One dimensional analysis of floods and tides in open channels, Proc. A.S.C.E, HY4, 1969, pp.1429～1451.
- 7) Hayami, S : On the propagation of flood waves, Bulletin of Disaster Prevention Research Institute, Kyoto Univ., No.1, 1951.

第 6 章 複断面水路の洪水流に関する研究

第 1 節 概 説

第1章で述べたように、わが国においては、一般に中下流部の緩流河川の改修方式として複断面形がとられている。このような方式が採用されている理由としては、わが国の気候条件から河状係数が大きいいため、利水上の有効利用を計るためには平時の水深を大きくする必要のあること、平常時の高水敷を公園その他として積極的に利用する目的、あるいは堤防護岸としての働らきを期待したり、流送土砂の平衡を保って、河状の安定を計るなど種々の目的に合致することが挙げられる。このように、複断面水路はすぐれた機能を持っているが、断面形状をどのように定めるのが適当であるかの定説はなく、一般に低水路断面は年2～3回起る程度の洪水を流す断面をとるのがよいとされているようである。しかし、実際にとられている断面形は表-1.2のように一定の傾向は見出し難い。これは改修工事ができるだけ現状を変えないようにしてなされる結果であるが、高水敷の維持に苦労している例がみられる。また、最近の計画高水流量の引き上げの要請に対処すべく、高水敷の掘削による河積の増大の方式が注目され、合理的な断面決定法に関する研究¹⁾も行なわれてきているが、基本となるべき複断面水路における水理についての知識は十分ではない。

従来、複断面水路における流量の計算では、低水路と高水敷とに断面を分割し、それぞれが独立であるとみなして計算を行なっている例が多い。このような流量計算は低水路および高水敷がともに十分広くて、流れが2次元的であるとみなせる場合には比較的正しい結果を与えるが、低水路が深くて、幅が狭いような場合には誤差は大きくなるであろう。このような場合に対しても、断面分割法によって流量計算が行なえるように、断面の等価粗度係数を出そうとする研究^{2),3)}があり、低水路と高水敷とに断面を分割する方法では、高水敷上の水深が小さいときには、分割面に非常に大きな粗度を与えなければならず、その値も水路の形状と水深によって異なることがわかっているが、一般的議論ができるまでに至っていない。低水路と高水敷の境界面において非常に大きな粗度を与えなければ正しい流量が計算されないということは、第4章で議論した場合と同じように、この境界面で激しい混合現象による運動量の輸送が活発に起っていることを示しており、複断面水路に対しても第4章でのような取り扱いによって議論できることを示唆しているものと考えられる。

このような境界面を通しての相互作用に最初に着目したのは Zheleznyakov⁴⁾ である。彼は種々の幅と粗度を持った高水敷に対して、各種水深に対する表面流速の横断分布を測定し、水流が高水敷上に乗ったときに、低水路の流速が低水路のみを流れる場合にくらべて小さくなることを発見した。この効果は高水敷上の水深が比較的小さいときに顕著であり、水深が大きくなるにつれて、低水路と高水敷の流速の差は小さくなり、流速の値は増大して行く傾向にある。

Sellin⁵⁾ は高水敷と低水路の境界を通して強い乱流混合が行なわれていることをシュリーレン法によ

る実験によって確かめ、Zheleznyakovの発見した低水路流速の低下現象は境界面での強い渦のために低水路の運動エネルギーが消費される結果であることを定性的に明らかにしている。さらに、彼は高水敷上の水深がきわめて小さい場合、わずかな流量変化によっても水位が著しく変化する領域があり、高水敷の高さをはさんで、同一流量に対して2つの異なる水位が存在し得るという興味ある結果を出し、高水敷と低水路の境界に薄い隔壁を入れることによって、同一の流水断面積に対して流し得る流量が増加するといふかなり実用的な問題にまで言及している。

Toebes および Sooky⁶⁾は低水路が蛇行している複断面水路で実験を行ない、断面分割法で流量計算を行なうには、低水路断面と高水敷断面を鉛直に分割するのではなく、高水敷高さ以上と以下の断面に水平に分割するのがよいとし、境界面における抵抗係数を壁面と同じと考え、正しい流量が計算できるように等価の潤辺長を計算している。その結果は水路形状、こう配などによって複雑に変化し、一般的に論じられるまでに至っていないのは他の分割法と同じである。さらに、彼らは流速分布の詳細な測定を行ない、蛇行水路におこる螺旋流の性質が単断面と複断面とで非常に異なっており、大洪水時には流れは直進しようとする性質を持つことを述べている。このような現象は例えば低水路の蛇行ピッチと堤防法線の蛇行ピッチの異なる淀川の洪水について、最大流速線が低水路法線と一致しない事実⁷⁾への水理学的アプローチであると思われるが、現象は複雑で、まだ定性的検討の段階である。

一方、低水路と高水敷の境界面における乱れそのものの性質を検討しようとする試みも最近なされており、Townsend⁸⁾は低水路の片側にだけ高水敷を持つような水路で u' および v' の測定を試みた。その結果は境界面における乱れ強度の最大値は高水敷上の水深の小さいときにあらわれ、レイノルズ数が 2.5×10^4 のとき、 $\sqrt{\bar{u}^2}/u_{max} = 0.10$ 、 $\sqrt{\bar{v}^2}/u_{max} = 0.041$ であった。このような値は壁面上にあらわれる強度の約40%増となっている。

このような種々の基礎的研究がなされてきて、定性的ではあるが、複断面水路の水理特性が徐々に明らかとなってきたが、未だ実用的な意味で、流量が計算できる段階にまでは達していないのが現状である。

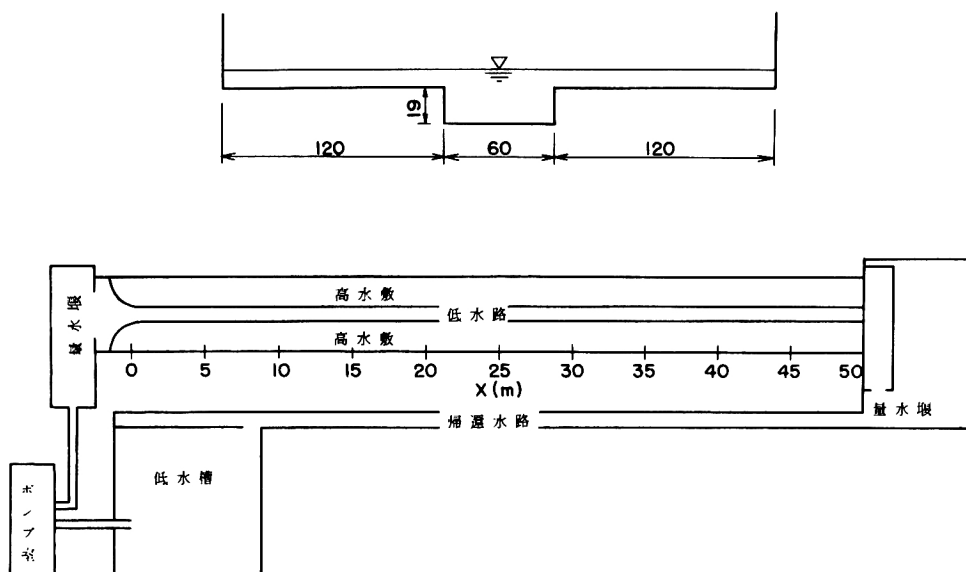
以上のように、定常流に対する複断面水路の水理が明らかとなっていないので、洪水流の特性を解明することは非常に困難であるが、低水路と高水敷の境界面を通しての混合現象による効果が洪水流にどのような影響を与えるかを実験を中心として検討し、第4章と同様の手法によって、複断面水路の流量計算式を提案し、しかる後、これを用いて洪水流の特性の吟味を試みてみよう。

第 2 節 複断面水路の定常流^{9), 10), 11)}

(1) 実 験

i) 実 験 水 路

実験水路は、図-6.1に示すような全幅3mで中央に幅60cm、深さ19cmの低水路を持つ長さ50m、こう配1/1000のコンクリート製水路で表面は滑面仕上げとなっている。流量は自動制御されるが、水



図－6.1 実験水路

路上下流端に量水槽をもうけ、四角堰によって流量計測が行なえる。水路下流端には、低下背水にしないために水位調節用の堰がついている。なお、上流端から10,15,25,35mの位置には横断方向に7点水路底に孔をあけており、これから色素を注入することによって流れの観測ができ、またマンノメーターに接続することによって横断方向の水面変動が読みとれるようになっている。

この水路の低水路の平均のManningの粗度係数は0.010であった。

ii) 実験の種類および方法

上記実験水路を用いて、表－6.1のような実験ケースについて実験を行なった。

流速の測定は流入口の影響が消滅したとみなせる上流から19mの地点でピトー管で行なった。測定結果から作製した等流速線を用いて計算した流量と、量水堰で実測した流量の比は0.97～1.02の範囲にあり、流速分布測定に関して十分の精度が得られているものと考えられる。

なお、RUN1～RUN4は低水路のみを流れる単断面の場合、RUN5～RUN8は高水敷上に水流のある場合で、高水敷が低水路と同じ滑面の場合であり、RUN9～RUN13は高水敷上に平均粒度7.2mmの砂を敷いて低水路と高水敷で粗度を変えた場合である。したがって、RUN9～RUN13については低水路の深さは約19.7cmとなっている。

(2) 実験結果とその考察

i) 平均流の一般的特性

図－6.2および図－6.3は従来の低水路と高水敷で断面分割する方法によって流量計算を行なった結果と実験値とを比較したもので、図－6.2はRUN1～RUN8までの、図－6.3はRUN9～RUN13の場合

表 - 6. 1 定常等流の実験の種類

	Q	Q_r	Q_f	h_r	h_f	高水敷の状態
実験番号	全流量 (ℓ/sec)	低水路流量 (ℓ/sec)	高水敷流量 (ℓ/sec)	低水路水深 (cm)	高水敷水深 (cm)	
RUN 1	40.7	40.7	—	11.2	—	
2	54.3	54.3	—	13.9	—	
3	66.2	66.2	—	16.1	—	
4	71.1	71.1	—	17.0	—	
5	89.0	78.1	10.9	20.3	1.3	滑 面
6	111.2	84.7	26.5	22.0	3.0	"
7	143.4	93.2	50.2	23.7	4.7	"
8	225.6	105.6	120.0	26.8	7.8	"
9	88.8	85.2	3.6	20.8	1.1	粗 面
10	93.6	82.2	11.4	22.0	2.3	"
11	124.4	95.6	28.8	23.9	4.2	"
12	183.7	114.3	69.4	26.9	7.3	"
13	221.5	119.5	102.0	28.85	9.15	"

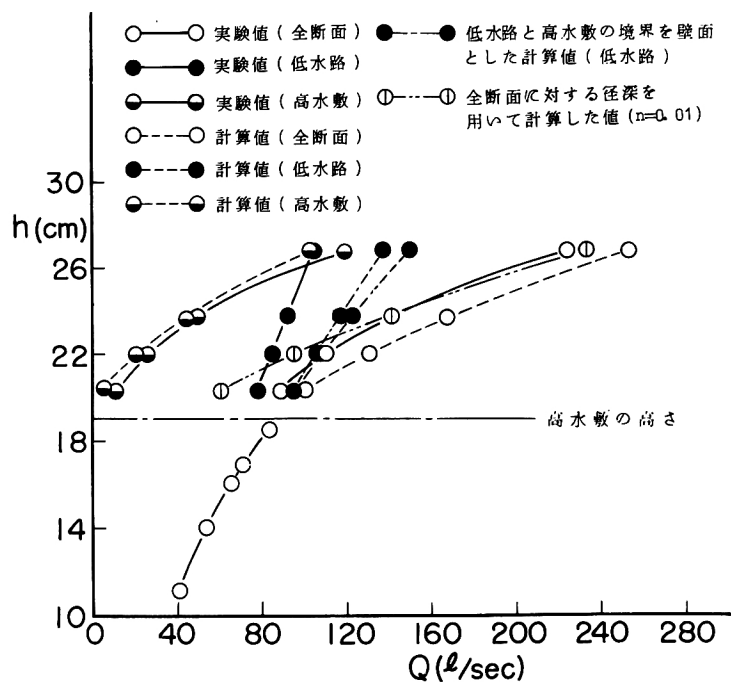
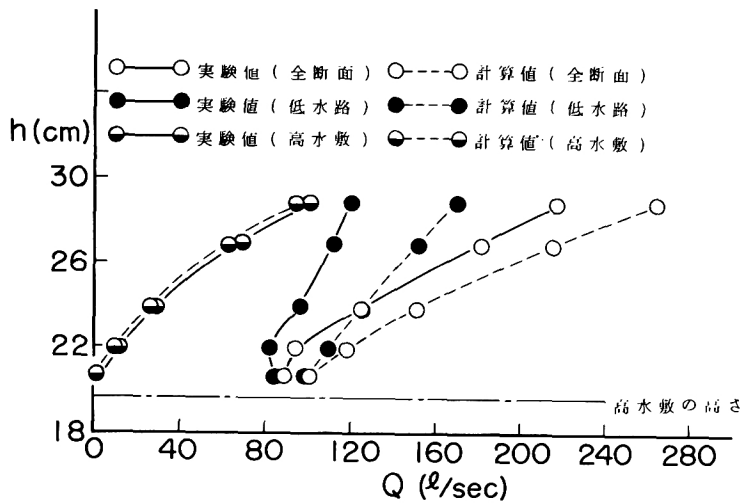


図 - 6. 2 流量～水深曲線 (高水敷：滑面)
断面分割法による計算値と実験値との比較

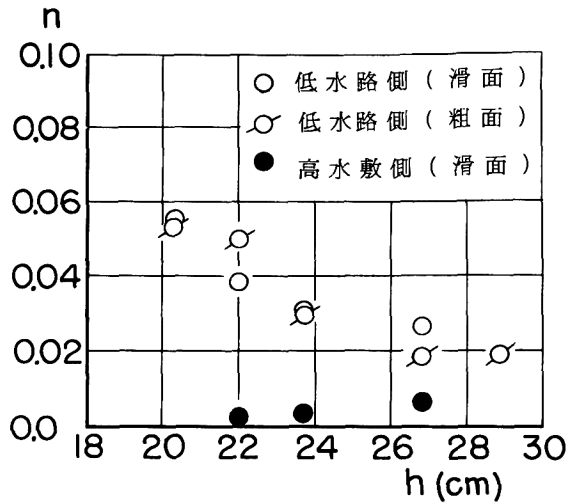


図－6.3 流量～水深曲線（高水敷：粗面）
断面分割法による計算値と実験値との比較

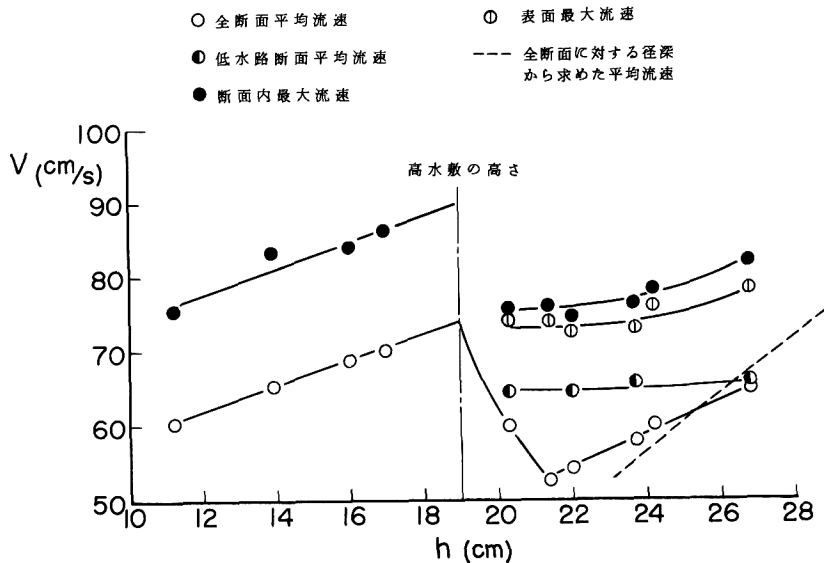
合を示す。計算値は低水路側に対して過大に、高水敷側に対しては過少に評価するようで、全体としては過大に評価することになる。このような傾向は低水路と高水敷の境界面が壁面と同じ粗度を持っているものとしても同様である。なお、実験値について注目されるのは、高水敷上に水が乗った場合に、低水路のみを流れる場合よりも低水路断面の流量が減少するような水深の範囲が存在することである。このようなことはすでに Sellin⁵⁾ が明らかにしていることと一致するが、図－6.2と図－6.3の結果を比較すれば、低水路断面の水深が同じであれば、高水敷の粗度が変化しても、低水路流量にはあまり差がなく、高水敷が粗面の場合の全断面流量の少ないのは主として高水敷上の流量が減少することによることがわかる。

上に述べたような断面分割法によって、正しい流量計算を行なうために境界面に与えなければならない粗度をEinsteinの方法によって計算すれば、図－6.4のようになり、低水路側では非常に大きな粗度を与えなければならない。図－6.4は高水敷上の水深が小さいときほど境界面に与えなければならない粗度が低水路に対しては大きく、高水敷に対しては小さくなる傾向を示しており、この傾向を単純に延長することが許されるものとすれば、ある程度以上の水深になると、上記の場合とは逆に、低水路側に壁面より小さな粗度を、高水敷側に壁面より大きな粗度を与えなければならないことになり、全断面の流速が均等化されて、断面全体が一つの複雑な形状を持った単断面水路であると考えた方がよくなることが予想される。実際に、全断面に対する径深を求めて単断面として計算した結果を図－6.2に示しているが、高水敷上の水深が大きくなると、実験値と比較的近い値を与えるようになっていく。また、森平²⁾がこのような場合の実験を行ない、低水路側に対して境界面の粗度を非常に小さいとしているのはこの点の実証であると考えられる。しかし、低水路と高水敷の粗度が異なるような場合に対して、全径深に対する粗度をどのように見積ればよいかは不明である。

つぎに、高水敷が滑面の場合の各実験ケースに対する断面平均流速，低水路平均流速，最大流速，表面最大流速と水深との関係を示すと図－6.5 のようになる。高水敷上に水位が達したとき，各流速は急激に減少し，水深が増加すると，最大流速，表面最大流速，全断面平均流速はそれぞれ極小値を経過して大きくなる傾向がみられる。低水路断面平均流速にもこのような傾向はわずかに認められるようであるが，水深の変化に対して流速変化は極めて少なく，ほぼ一定値となっている。ただし，ここで低水路断面平均流速とは，低水路の側面を水面まで延長し



図－6.4 低水路と高水敷の境界面に与えるべき粗度



図－6.5 水深と各種流速の関係（高水敷：滑面）

たときに囲まれる低水路相当断面の平均流速を示している。低水路断面平均流速と全断面平均流速の差はある極大値を経過して0に近づく傾向がみられ，RUN8においてほとんど一致している。実験水路の可能最大流量の制限によって，これ以上の水深の実験ができなかったのであるが，これ以上では低水路，高水敷ともに流速がほとんど同じ状態で変化し，断面全体を単断面と考えて流速計算を行なった図中の破線に近づくものと予想される。このことは先に境界面に与えるべき粗度について述べたことに対応している。

このような傾向は高水敷を粗面とした場合にも同様で、図-6.6 に高水敷が滑面の場合と比較して示している。高水敷の粗滑による顕著な相違は、全断面平均流速の水深の増加に対する増大傾向が緩慢であり、低水路流速と全断面流速が等しくなるような水深は非常に大きくなることが予想される点である。なお、高水敷の粗滑による低水路断面の平均流速にはあまり差がなく、むしろ粗面の方が大きくなっている。高水敷が粗面であれば、高水敷上の流速は同一水深に対して滑面の場合よりも小さいのだから、低水路断面の平均流速の減速効果に対しては、高水敷上の流速は重要な影響を与えていなくて、むしろ水深が非常に重要な影響を与えているようである。

以上の実験結果より、本実験のように低水路幅が深さに比してあまり大きくない場合には、複断面水路としての水理特性があらわれるのは、水流が高水敷上に乗ってから低水路断面平均流速と高水敷平均流速が等しくなる水深までであり、それ以上の水深に対しては全断面を複雑な形状と粗度分布を持った単断面水路であると考えた方がよいものと結論づけられるであろう。そして、どのような水深の範囲に対してこのような特性が現われるかは、低水路の断面形状と大きさ、高水敷幅、粗度などが関連するであろう。

このような複断面水路の効果は、高水敷幅が大きい場合には、ほとんど低水路流速の減速効果としてのみ現われるが、これは低水路と高水敷の境界における強い混合の結果もたらされるもので、低水路断面流速が水深の増加にもかかわらず、ほぼ一定値をとることは、この混合効果が水深の大きいほど大きいことを示唆しているものと考えられる。

ii) 複断面水路流れの運動学的特性

a. 鉛直面内流速分布の横断方向変化

各実験ケースの y の値は図-6.7 の

ような位置をあらわしている。

単断面長方形水路においては、渦辺上に均等にせん断力が働らくものと仮定すれば、

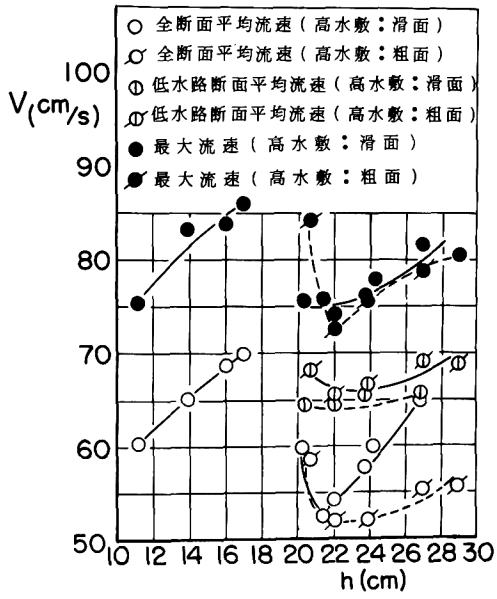


図-6.6 水深と流速の関係の高水敷の粗度による変化

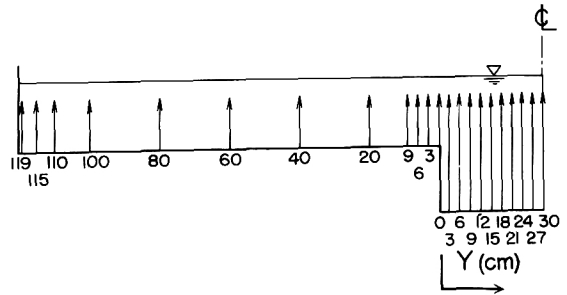


図-6.7 流速分布測定点の配置

$$u = \frac{u_{*R}}{\kappa} \frac{1}{\ln M_2 b} \ln M_2 y \cdot \ln M_1 Z \quad \dots\dots\dots (6.1)$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{ここに, } M_1 = u_{*R} / m_s \nu = M_2 \\ m_s = 1/9 \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.2)$$

のような流速分布式が比較的よくあてはまるものと思われる。ただし、 b は水路半幅、 u_{*R} は径深を用いた摩擦速度である。実際にRUN1について(6.1)式と実験値を比較すれば、図-6.8 のようになりよく一致していることがわかる。

一方、高水敷上に水流が乗った場合の低水路断面内の流速分布形は低水路と高水敷の境界についても、側壁と同じ粗度を持った潤辺であるとして計算した u_{*R} を用いて、(6.1)式と実験値を比較した代表例を示せば、図-6.9(1)および図-6.9(2)のようになる。実験値は単断面長方形水路の理論曲線よりも下方にプロットされており、減速効果が著しい。減速効果は高水敷の高さより上でとくに著しいが、その効果はずっと下方の水路底まで及び、実験値のこう配は(6.1)式よりも緩くなって、流速の鉛直方向の均等化がうか

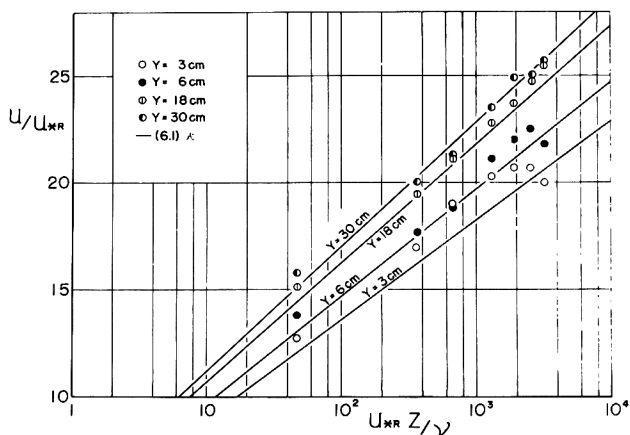


図-6.8 低水路のみを流れる場合の流速分布
(RUN1, $\nu = 0.89 \times 10^{-2} \text{ cm}^2/\text{s}$,
 $u_{*R} = 2.85 \text{ cm/s}$)

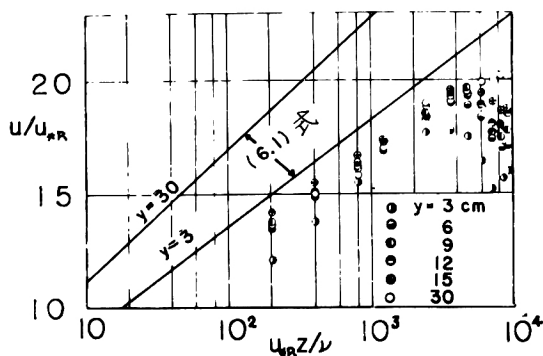


図-6.9(1) 高水敷上に流水が乗った場合の低水路断面内の流速分布 (RUN7)

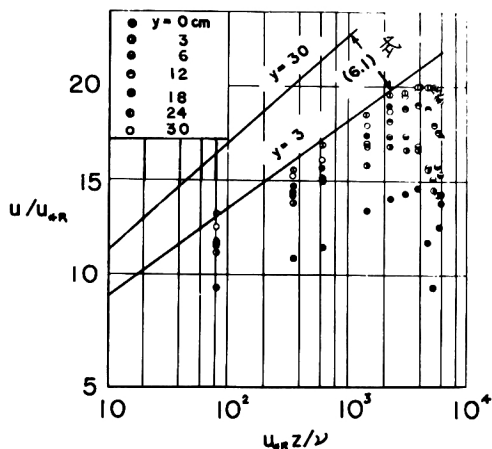


図-6.9(2) 高水敷上に流水が乗った場合の低水路断面内の流速分布 (RUN11)

がえる。また、高水敷側に対しては、同様に水深を用いて計算した u_{*H} を使って、

$$\left. \begin{array}{l} \text{滑面に対して} \quad u / u_{*H} = 5.5 + 5.75 \log u_{*H} z / \nu \\ \text{粗面に対して} \quad u / u_{*H} = 8.5 + 5.75 \log z / k_s \\ \text{ただし, } k_s = 0.35 \text{ cm} \end{array} \right\} \dots\dots\dots (6.3)$$

と実験値を比較すれば、代表例に対して、図-6.10(1)および図-6.10(2)のようになる。高水敷が滑面
の場合には、2次元流を示す(6.3)式からのば
らつきもそれほど大きくなく、低水路の影響はさ

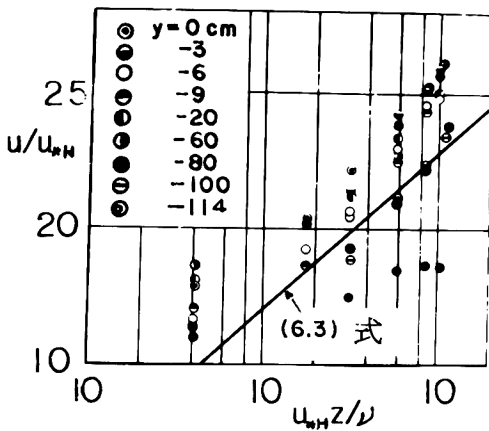


図-6.10(1) 高水敷上の流速分布 (RUN7)

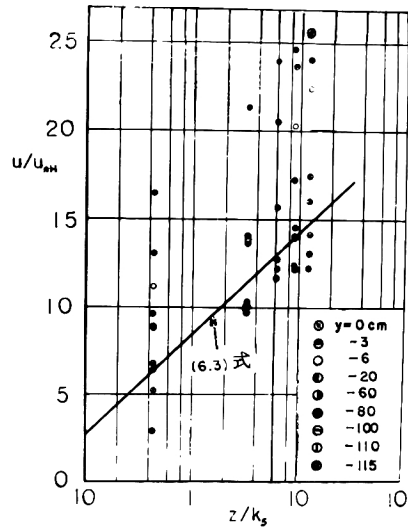


図-6.10(2) 高水敷上の流速分布 (RUN11)

して顕著ではないが、高水敷が粗面の場合には、(6.3)式からの隔りも大きく、かなり奥深い位置まで
低水路の影響が及んでいるようである。そして、高水敷上の水深の小さいRUN10の場合を除けば、実験
値は(6.3)式にほぼ平行にプロットされ、鉛直方向の流速分布が2次元流の分布形状とほぼ平行の状態
で流速の増加が起っている。これは鉛直方向流速分布については底面からの距離に比例するような混合距
離の概念が成立するけれども、横断方向にはそれとは異なったスケールの渦の存在を考える必要性を示唆
しているものと思われる。

b. 等流速線

等流速線図の例を図-6.11(1)~図-6.11(5)に示す。低水路側においては高水敷高さ付近からの低流
速の入り組みが著しく、高水敷側に対しては、水面近くの高流速の入り組が著しい。そして、低水路内の最
大流速点の水面からの降下の程度が著しい。このような等流速線の歪みは図-6.12のような2次元流の
存在を想像させ、とくに低水路と高水敷の境界面において、強い渦の存在を示している。

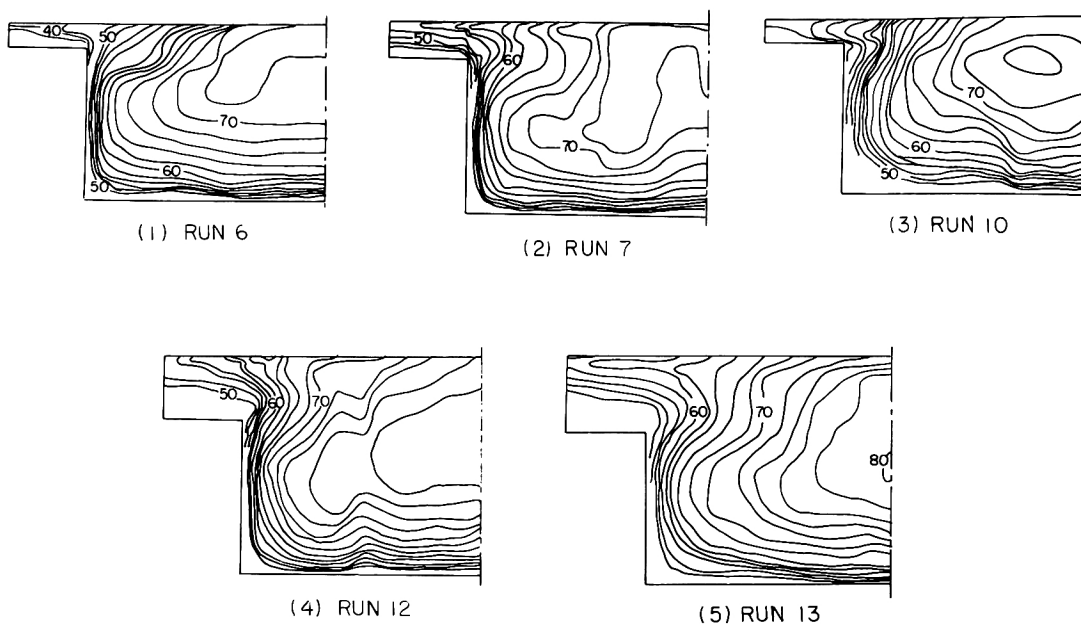


図 - 6.1.1 等流速線図 (流速の単位: cm/s)

c. 横断方向の渦動粘性係数

低水路断面内の力の釣合を考えれば,

$$2H\tau + 2D\rho u_{*s}^2 + 2b\rho u_{*b}^2 = 2\rho g(H+D)bi \quad \dots\dots\dots (6.4)$$

となる。ここに、 τ は高水敷との境界面におけるせん断応力、 H は高水敷上の水深、 D は低水路の深さ、 b は低水路半幅、 u_{*s} は低水路側壁での摩擦速度、 u_{*b} は底面での摩擦速度である。

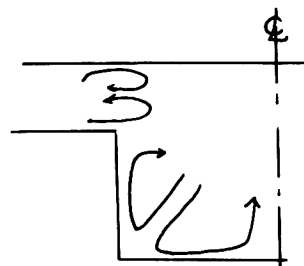


図 - 6.1.2 2次流の模式図

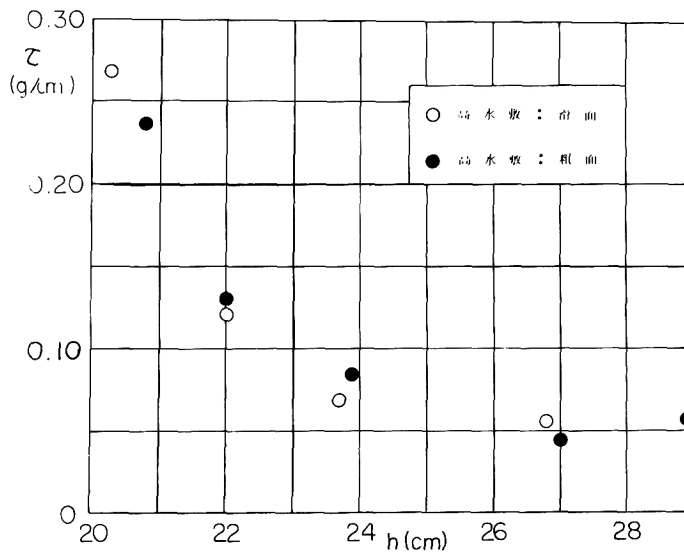
実験結果については、 u_{*s} 、 u_{*b} は先の流速分布形より試算的に求めることができるから、(6.4)式を用いて境界面における平均せん断力を求めることができる。このようにして求めた境界面のせん断力と底面あるいは側壁のせん断力との関係は表-6.2のようであり、境界面におけるせん断力が圧倒的に大きくなっている。そして、境界面のせん断応力は高水敷上の水深が小さい場合ほど大きく、せん断応力と低水路水深との関係は図-6.13のようで、高水敷の粗滑にはあまり関係せず、水深の大小によってせん断応力が大きく変化する。

このような大きなせん断力は境界面を通して行なわれる激しい混合現象によるレイノルズ応力に対応するものと考えられる。この場合、横断方向の渦動粘性係数 η と平均せん断力との関係は

$$\tau = \rho \eta \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (6.5)$$

表－ 6. 2 境 界 面 の せん 断 力

RUN	高水敷上の 水 深 (cm)	水 路 底 で の 平均せん断力 (gr/cm ²)	低水路側壁での 平 均 せん断力 (gr/cm ²)	高水敷と低水路 断面の境界での せん 断 力 (gr/cm ²)	高水敷の性質
5	1.3	0.0052	0.0045	0.2670	滑 面
6	3.0	0.0060	0.0027	0.1205	"
7	4.7	0.0084	0.0066	0.0683	"
8	7.8	0.0066	0.0009	0.0551	"
9	1.1	0.0087	0.0041	0.2350	粗 面
10	2.3	0.0067	0.0075	0.1296	"
11	4.2	0.0093	0.0042	0.0837	"
12	7.3	0.0097	0.0103	0.0438	"
13	9.15	0.0076	0.0058	0.0560	"



図－ 6. 13 高水敷と低水路断面の境界における
せん断応力の水深による変化

と書けるであろう。

低水路内の水深方向の流速が一定で \bar{u} に等しいと仮定し（この仮定は前述の実験結果からほぼ妥当であると考えられる。）、表－ 6. 2 の結果と流速の実測値を用いて、(6 . 5) 式より、 η と高水敷上の水深 H との関係を求めると、図－ 6. 1 4 のようになり、

$$\eta = l^2 \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \dots\dots\dots (6 . 6)$$

として、混合距離 l と高水敷上の水深 H との関係を求めると、図-6.15 のようになる。これらの図には実験誤差もかなり入っているものと考えられ、その変化特性は明確ではないが、混合距離はほぼ高水敷上の水深のオーダーの大きさを持っていることを示しているものと思われる。

一方、速度変動は

$$|v'| = l \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} \quad \dots\dots\dots (6.7)$$

であるから、

$$\frac{\sqrt{\bar{v'^2}}}{u} = k \quad \dots\dots\dots (6.8)$$

と書けば、

$$\eta = k l u \quad \dots\dots\dots (6.9)$$

と書くことができる。

iii) 流量計算法

高水敷が十分に広い場合には、図-6.2 および図-6.3 の結果からもわかるように、高水敷上の流れに対する低水路の影響は、流量計算に関するかぎり、あまり大きくないので、ここでは高水敷上の流速が2次元流であると仮定して議論を進める。

低水路内の流速は水深方向には比較的均一化されているので、水深方向には流速は一定値 u であると仮定すると、平均流速 u で流下する単位底面積を持つ水柱に作用する力の流下方向に対する釣合を考えると、図-6.16 を参照して、低水路側壁の存在を無視すれば、第4章と同様に

$$0 = -f u^2 + g h i + \frac{d}{dy} \left(h \eta \frac{du}{dy} \right) \quad \dots\dots\dots (6.10)$$

となる。ここに、 f は底面の摩擦係数、 u は平均流速、 h は水深、 i は水面こう配、 η は横断方向の渦動粘性係数である。

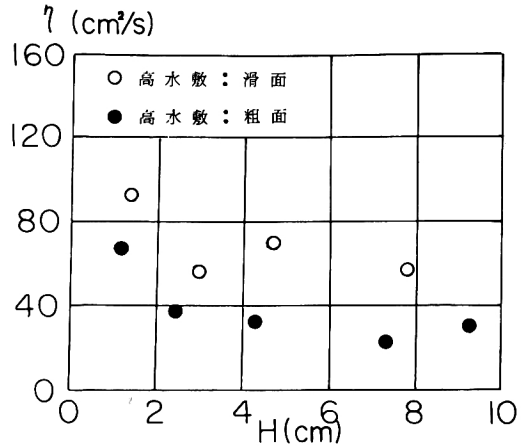


図-6.14 η と高水敷上の水深の関係

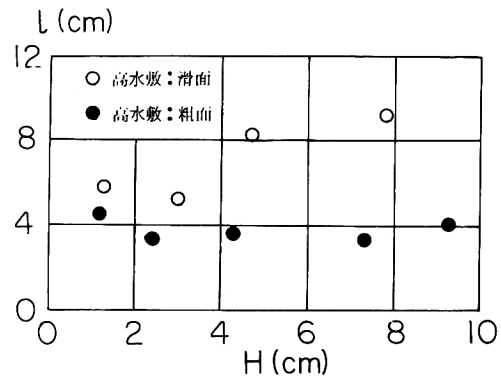
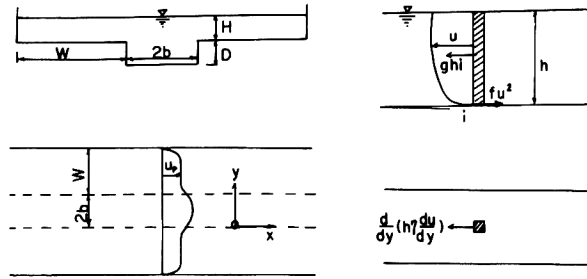


図-6.15 混合距離と高水敷上の水深の関係



図一 6.16 記号説明図

ii), c. の考察によれば, (6.10) 式の η には (6.9) 式が用いられることになるが, ここでは l は底水路の水深に關係するものと考えて,

$$\eta = k h u \quad \dots\dots\dots (6.11)$$

と書くことにする。ただし, k は一定値と仮定する。

このようにしたとき, (6.10) 式の境界条件

$$\left. \begin{array}{ll} y=0 & \text{で} \quad u=U_p \\ y=2b & \text{で} \quad u=U_p \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.12)$$

を満足する解は

$$u^2 = U_s^2 - \frac{\cosh \sqrt{\frac{2f}{k(H+D)^2}} (b-y)}{\cosh \sqrt{\frac{2f}{k(H+D)^2}} b} (U_s^2 - U_p^2) \quad \dots\dots\dots (6.13)$$

となる。ただし, U_s は低水路水深に対する 2 次元流速, U_p は高水敷の 2 次元流速である。

$$\left. \begin{array}{l} u = U_s v \\ y = b \xi \\ H = D \zeta \end{array} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.14)$$

と変数変換し, 高水敷の Manning 粗度係数を n_p , 低水路のそれを n_s と書けば, (6.13) 式は,

$$v^2 = 1 - \left\{ 1 - \frac{n_s^2}{n_p^2} \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} \right)^{4/3} \right\} \frac{\cosh (1-\xi) A}{\cosh A} \quad \dots\dots\dots (6.15)$$

ただし,

$$A = \frac{b}{D(1+\zeta)} \sqrt{\frac{2f}{k}} \quad \dots\dots\dots (6.16)$$

となる。

ここで、低水路断面の平均流速を与える式を求めたいのであるが、このままでは簡単な形で求めることができない。しかし、一般に、(6.15)式の右辺第2項の値は1よりも小さいので、(6.15)式を展開して微小項を省略し、しかる後に、低水路断面全体にわたって平均すれば、

$$\begin{aligned} \bar{v} \approx & 1 - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{n_s^2}{n_p^2} \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} \right)^{4/3} \right\} \frac{\tanh A}{A} + \frac{1}{16} \left\{ 1 - \frac{n_s^2}{n_p^2} \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} \right)^{4/3} \right\}^2 \\ & \cdot \left(\frac{\tanh A}{A} + \frac{1}{\cosh^2 A} \right) \quad \dots\dots\dots (6.17) \end{aligned}$$

のようになる。一般に、 $\tanh A/A$ および $1/\cosh^2 A$ の値は A の値が大きくなるに従って小さくなる。すなわち、低水路の深さあるいは高水敷上の水深が小さくなるほど、また低水路幅が大きくなるほど小さくなり、低水路内の平均流速が2次元流に近づくことを示している。

(6.17)式を用いると、高水敷上の流量をも含めた全断面流量は

$$Q = \beta \times 2bD(1+\zeta)U_s \quad \dots\dots\dots (6.18)$$

ただし,

$$\beta = \bar{v} + \frac{n_s}{n_p} \frac{w}{b} \left(\frac{\zeta}{1+\zeta} \right)^{5/3} \quad \dots\dots\dots (6.19)$$

のようにして、低水路断面を2次元流が流れていると考えた流量に(6.19)式のような補正項を乗じたものとして示される。

ここにおいて、渦動粘性係数をきめる定数 k の値は不明であり、実測にまたなければならないが、複断面水路としての特性が顕著にあらわれるのは高水敷上の水深の小さいときであり、低水路と高水敷の境界面においては k の値が壁面であらわれるよりも大きくなる⁸⁾が、低水路深さにくらべて高水敷上の水深が小さい場合を対象としているので、壁面に対する値を用いてもそれほど大きな違いはないものと考えられる。このようなとき、壁面上の流速分布が

$$\frac{u}{u_*} = 2.5 \ln z + \text{const.} \quad \dots\dots\dots (6.20)$$

で与えられるものとすれば,

$$\eta = \frac{u_*^2}{du/dz} = \frac{fu^2z}{2.5(fu^2)^{1/2}} = 0.4f^{1/2}uz \quad \dots\dots\dots (6.21)$$

となる。(6.21)式を水深について平均すれば,

$$\eta = 0.2f^{1/2}uh \quad \dots\dots\dots (6.22)$$

であるから,

$$k = 0.2f^{1/2} \quad \dots\dots\dots (6.23)$$

とすることができる。

以上のような考え方に従って、実験値に対して流量計算を試みる。ただし、 n_s は二次元流に対する粗度係数であるので、本実験水路に対しては求めることができないが、モルタル仕上げの水路であるので標準値として $n_s = 0.011$ とする。高水敷が滑面の場合は $n_p = n_s$ とし、粗面の場合には $n_p = 0.0145$ とする。また、 $f = 0.002$, $k = 0.02$ としておく。

計算の結果は、図-6.17および図-6.18にみるように、断面分割法あるいは単断面としての計算値よりもかなり改良されているものとみなせるであろう(図-6.2および図-6.3参照)。

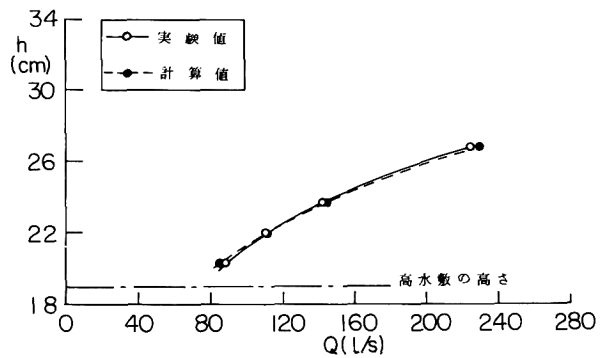


図-6.17 全断面流量計算値と実験値の比較
(高水敷滑)

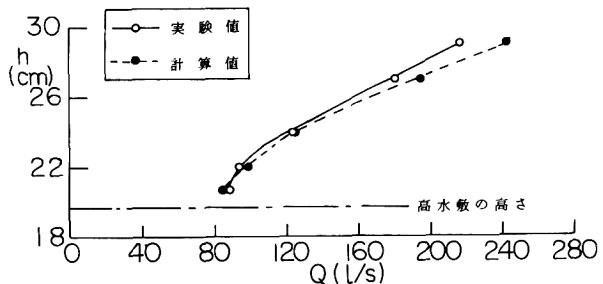


図-6.18 全断面流量計算値と実験値の比較
(高水敷粗)

第 3 節 複断面水路の洪水流¹¹⁾

(1) 理論的考察

前節において、高水敷上に水流が乗った場合の流量は近似的に(6.18)式で与えられることがわかったので、ここでは(6.18)式から出発して複断面水路を流下する洪水流の特性を議論することにする。議論を簡単にするために、基底流においても高水敷上に流水が存在する場合を取り扱う。

水流の連続式は、全水路幅を B とし、これを一定であるとすれば、

$$BD \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (6.24)$$

である。

不定流においては、(6.18)式の U_s が

$$U_s = \frac{1}{n_s} D^{\frac{2}{3}} (1 + \zeta)^{\frac{2}{3}} \left(i - D \frac{\partial \zeta}{\partial x} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots\dots\dots (6.25)$$

で与えられるものと仮定して、(6.18)式を x で微分し、(6.24)式を用いると、洪水流の基礎方程式として

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{5}{3} \frac{2b}{B} U_s \left\{ \beta + \frac{3}{5} (1 + \zeta) \frac{d\beta}{d\zeta} \right\} \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \frac{\beta}{2} \left(\frac{2b}{B} \right) \frac{D(1 + \zeta) U_s}{i - D \frac{\partial \zeta}{\partial x}} \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (6.26)$$

を得る。

複断面水路としての特性があらわれるのは、高水敷上の水深のあまり大きくない場合であることを述べたが、このような場合を取り扱うことにすれば、(6.26)式は近似的に、

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \sigma \frac{\partial \zeta}{\partial x} = \sigma \frac{\partial^2 \zeta}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (6.27)$$

と書くことができる。ただし、

$$\sigma = \frac{5}{3} \frac{2b}{B} U_s \left\{ 1 - \frac{7}{10} \frac{\tanh \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}}}{\frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}}} + \frac{13}{40} \operatorname{sech}^2 \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}} + \frac{3}{40} \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}} \cdot \tanh \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}} \cdot \operatorname{sech}^2 \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.28)$$

$$\sigma = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{7}{16} \frac{\tanh \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}}}{\frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}}} + \frac{1}{16} \operatorname{sech}^2 \frac{b}{D} \sqrt{\frac{2f}{k}} \right\} \left(\frac{2b}{B} \right) \frac{DU_s}{i} \quad \dots\dots\dots (6.29)$$

である。

(6.27) 式は Q および σ が短い区間および短い時間内で一定値であるとする、すでに第4章で取り扱ったのと同様の議論によって解を求めることができる。したがって、ここでは(6.27)式の解を求めることは省略し、複断面水路と単断面水路での洪水流の特性の相違に着目して議論を進めよう。

(6.27) 式は第4章で取り扱ったのと同様の方程式であり、低水路断面が主流断面であって、高水敷は貯留域として作用し、主流断面流速が高水敷上の流れの影響を受けて、みかけの粗度係数が増加し、減速しているものとみなすことができる。このような貯留効果は複断面水路の特徴であるが、その効果を明らかにするために、全断面幅と同じ水路幅を持つ単断面水路について、複断面水路を流れる場合と同一のピーク流量の洪水の伝播速度を求めると、第2章での考察より、

$$\omega_s \approx \frac{5}{3} \frac{Q_p}{Bh} \quad \dots\dots\dots (6.30)$$

である。ただし、 h は流量 Q_p に対する単断面の水深である。また、添字 s は単断面を示す。

一方、複断面での伝播速度 ω_c は、

$$\omega_c \approx \frac{5}{3} \frac{Q_p}{BD(1+\zeta)} \frac{1}{\beta} \left\{ \beta + \frac{3}{5} (1+\zeta) \frac{d\beta}{d\zeta} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.31)$$

である。したがって

$$\frac{\omega_s}{\omega_c} \approx \frac{D(1+\zeta)}{h} \frac{\beta}{\beta + \frac{3}{5} (1+\zeta) \frac{d\beta}{d\zeta}} \quad \dots\dots\dots (6.32)$$

となるが、複断面水路での低水路断面の水深 $D(1+\zeta)$ は多少とも h よりも大きいはずである。また、 $d\beta/d\zeta$ は一般に正の値を持っているが、 ζ が0に近い値を持っている場合、および n_s にくらべて n_p が十分に大きい場合には $d\beta/d\zeta \div 0$ である。したがって、このような場合を対象とすれば、 $\omega_s/\omega_c > 1$ となって、同じピーク流量に対しては、単断面水路の方が伝播速度が速いことが予想される。

つぎに、水位ピークの逓減量についてみれば、両者の逓減係数の比は、逓減係数を α とすれば、第4章の結果を使って、 $D\ddot{\zeta}_p \approx \ddot{h}_p$ として、

$$\frac{\alpha_c}{\alpha_s} \approx \left(\frac{\omega_s}{\omega_c} \right)^2 \frac{h_p(0)}{D \{ 1 + \zeta_p(0) \}} \quad \dots\dots\dots (6.33)$$

であらわされる。ただし、水位ピークの伝播速度と流量ピークの伝播速度は近似的に等しいとしている。
(6.33)式に(6.32)式の関係を用いると、

$$\frac{\alpha_c}{\alpha_s} \approx \left(\frac{\omega_s}{\omega_c} \right)^2 \frac{\beta}{\beta + \frac{3}{5}(1 + \zeta) \frac{d\beta}{d\zeta}} \quad \dots\dots\dots (6.34)$$

となり、流量ピークの伝播速度について考察したのと同様の理由から、 $\alpha_c/\alpha_s > 1$ となることが予想される。すなわち、水位ピークの通減量は複断面水路の場合の方が、単断面で流れる場合よりも大きくなることが予想される。

以上の考察によって、最近注目されている各河川の計画洪水流量改定の方策としての低水路の拡幅は洪水疏通能力は増加するが、それだけ洪水伝播速度が速くなり、かつ、河道貯留によるピークの通減量が減少することを念頭におかなければならないであろうことが判明した。ただし、ここで議論したのは、改修前の河道の低水路幅が深さにくらべて非常に大きくはなく、複断面水路流れとしての特性が顕著にあらわれているような場合である。改修前の河道の低水路が十分に広く、低水路断面の流れが2次元流れで十分に近似されるような場合には、断面形は複断面であっても、断面分割によって十分に精度の高い流量計算ができるものと考えられ、このような河道においては洪水流に対する複断面水路特有の河道貯留効果はほとんど現われないものと予想される。

(2) 数値計算による検討

前節において、複断面水路の流量計算式を提案し、前項においては、その式を用いて複断面水路の洪水流の伝播特性について調べた。ここでは、提案された式を用いた場合と断面分割法を用いた場合について、数値計算を行ない、両者を比較してみる。

数値計算例としては、前節で述べた実験水路のうち、高水敷を粗面にしたものをも想定し、基底流の場合には低水路断面内だけを流れ、洪水時に高水敷上に水流が生ずる場合を選ぶ。

計算方法としては、(6.26)式については、これをそのまま第4章で行なったのと同様に差分式に書きなおし、断面分割法については、

$$\left. \begin{aligned} Q &= \alpha \frac{1}{n_s} R_s^{2/3} \left(i - \frac{\partial h_s}{\partial x} \right)^{1/2} 2b \cdot h_s \\ \alpha &= 1 + \frac{n_s}{n_w} \left(\frac{R_w}{R_s} \right)^{2/3} \left(\frac{w}{b} \right) \frac{h_w}{h_s} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (6.35)$$

と書き、これを連続式

$$B \frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{\partial Q}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots (6.36)$$

に入れて、基礎方程式として、

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_s}{\partial t} + \frac{2b}{B} \alpha \frac{1}{n_s} R_s^{\frac{2}{3}} \left(i - \frac{\partial h_s}{\partial x} \right)^{\frac{1}{2}} & \left[\frac{2}{3} \frac{b}{b+h_s} + 1 + \frac{1}{\alpha} \frac{n_s}{n_w} \frac{w}{b} \left(\frac{R_w}{R_s} \right)^{\frac{2}{3}} \right. \\ & \left. \left\{ \frac{2}{3} \frac{h_w R_s \left(\frac{w}{w+h_w} \right)^2 - R_w h_w \left(\frac{b}{b+h_s} \right)^2}{R_s R_w} + \frac{h_s - h_w}{h_s} \right\} \right] \frac{\partial h_s}{\partial x} \\ & = \frac{\alpha \frac{1}{n_s} R_s^{\frac{2}{3}} \left(i - \frac{\partial h_s}{\partial x} \right)^{\frac{1}{2}} 2 b h_s}{B \left(i - \frac{\partial h_s}{\partial x} \right)} \frac{\partial^2 h_s}{\partial x^2} \quad \dots\dots\dots (6.37) \end{aligned}$$

のような拡散型の方程式を導き、これを差分式になおして数値計算を行なった。ただし、 Q は全断面流量、 R_s は低水路断面の径深、 h_s は低水路断面の水深、 $2b$ は低水路幅、 R_w は高水敷断面の径深、 h_w は高水敷上の水深、 w は高水敷の半幅、 n_w 、 n_s はそれぞれ高水敷と低水路の粗度係数、 B は全河道幅である。

計算結果を両者の場合に比較して示せば、図-6.19および図-6.20のようになる。計算は0m地点で図-6.19に示したような三角形形状の水位～時間曲線を与えて行なったのであるが、(6.26)式によるものの方が、断面分割法による

ものよりも水深の逓減量が小さく、伝播速度が遅くなっていることがわかる。これは(6.26)式では高水敷上の水流による低水路断面内の流速の減速作用を考慮に入れているためである。また、図-6.19より、複断面水路の上流端に三角形形状の水位～時間曲線が与えられた場合でも、低水路断面と高水敷で疏通能力が異なるために、水流が高水敷に乗るような水位付近を境界として、流下に伴って著しい変形を受けることがわかる。

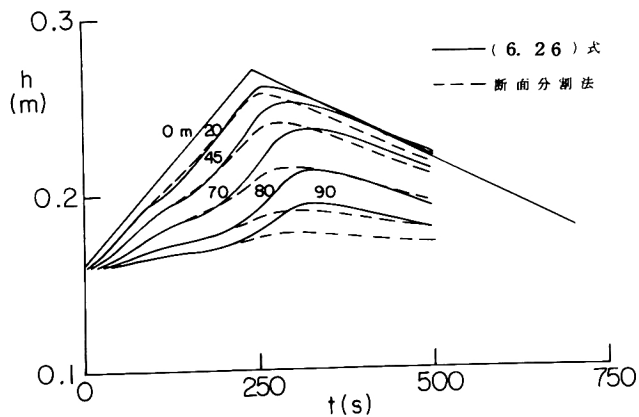


図-6.19 計算水位～時間曲線

一方、図-6.20は(6.25)式あるいは(6.35)式から計算されたもので、この計算法ではピーク付近で誤差の大きいことと、下流側の水位が低水路内にあり、上流の水位が高水敷上にあるような場合にも、この両者の水面を単純に結んだこう配を水面こう配として計算を進めていることによって、とくに流量減衰期については十分に議論することができないが、上昇期において、(6.26)式による計算値に、水流が高

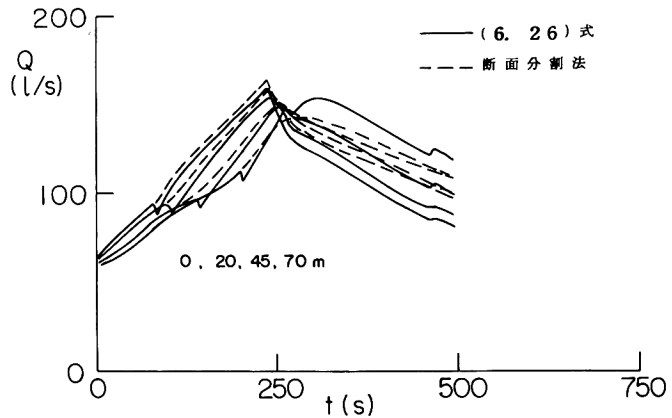


図-6.20 計算流量～時間曲線

水敷に乗る時刻付近で流量が急激に減少し、再び増大して行く状態がみられる。図-6.19より、水位はこのような時にも単調に増加して行くことがわかるので、結局、水流が高水敷上に乗る時刻付近で、同一の流量に対して水位が2つ存在するということになり、前節の定常流での実験の結果を(6.26)式が説明することがわかる。

(3) 実 験

実験水路は前節の定常流に対するものと同じであり、自動制御装置によって洪水流を発生させて実験を行なった。実験における計測項目は、水位および点流速の時間的变化、横断方向の水位変化、流向および上下流端の流量などである。水位測定は電気抵抗線式水位計、流速はピトー管と差圧計を用いた。また、横断方向の水位測定は、水路底に横断方向にあげた孔とマンメーターを接続して測定した。流向の測定は色素を流して写真撮影によって行なった。

実験の種類は表-6.3のとおりである。各実験に発生させたハイドログラフは二等辺三角形形状であるが、水路上流端では少し歪んだ形状となっている。

表-6.3 実 験 の 種 類

RUN	基底流量 (ℓ/s)	最大流量 (ℓ/s)	基底水深 (cm)	継続時間 (min)	高水敷
1	48.3	137.6	12.7	5	滑 面
2	80.4	166.0	20.1	5	
3	105.0	198.2	22.8	5	
4	62.7	148.3	16.1	5	粗 面
5	62.7	194.5	16.1	5	
6	102.5	193.0	23.1	5	

(4) 実験結果とその考察

i) 水位～時間曲線の変形

図-6.2.1および図-6.2.2は水位～時間曲線の例である。

基底水深がすでに高水敷上にある場合については、

先の考察から明らかなように、減速効果を受けてい

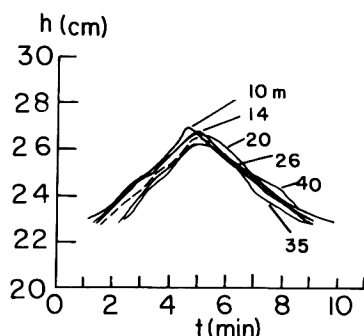


図-6.2.1 水位～時間曲線
(RUN3)

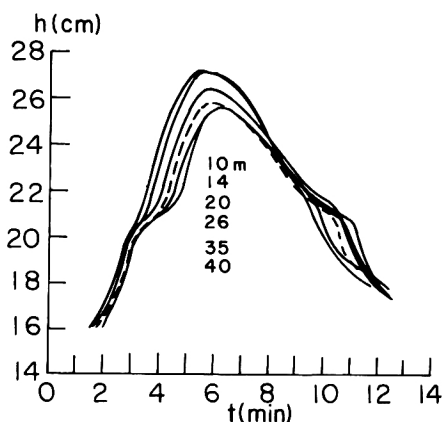


図-6.2.2 水位～時間曲線
(RUN5)

るはずであるが、水位～時間曲線からは明かでない。しかし、基底水位が低水路内にある実験では、図-6.2.2に見るように、水位が高水敷上のある水位まで上昇すると、一時的に水位上昇速度が停滞する傾向がみられる。また、減衰期においても、水位上昇速度が停滞したのとほぼ同じ水位から急激に水位低下速度が大きくなる状態が認められる。このような変形の特性は先の数値計算による検討でもあらわれており、図-6.2.2に示したRUN5は数値計算例と継続時間が少し違っているが、上流端における基底水深および最大水深はほぼ同じである。しかし、数値計算の結果と実験値では、水位上昇速度が停滞する水位が少し異なっており、実験値における場合の方が高くなっている。このような差があらわれた原因としては、(6.26)式に含まれる諸定数の推定、とくに不定流時の推定が正しくなかったのではないかと考えられ、不定流では低水路から高水敷へ流出するような水位上昇期には高水敷が低水路に与える作用が定常流にくらべて小さく、定常流の場合よりも大きな水位になってその作用があらわれるものと想像される。このようなことがらについては後に流速測定結果によってもう少し考察を加える。

つぎに、RUN5について、水位ピークの通減量を示し、これと数値計算の結果とを比較すれば、図-6.2.3のようになる。(6.26)式による計算結果の方が断面分割法による計算結果よりも実験値をよく説明していることがわかる。

ii) 水位ピークの伝播

RUN5について、水位ピークの伝播の実験値と計算値とを比較すれば、図-6.2.4のようになり、(6.26)式が水位ピークの伝播速度を比較的よく説明することが判明する。

時間的变化

断面内の各点における流速の時間的变化を測定した例を図-6.25, 図-6.26および図-6.27に示す。図-6.25および図-6.26は基底水深が高水敷上にあるのに対して, 図-6.27は低水路内にある場合である。測定した断面は上流から20mの点であり, 測点の河床からの高さは RUN 2では $z = 20\text{ cm}$, RUN5では $z = 20\text{ cm}$ および $z = 14\text{ cm}$, RUN6では $z = 15\text{ cm}$ である。また, 横断方向の側点は図中に示したとおりで, その位置は図-6.7を参照すればわかる。

図-6.25および図-6.26のように基底水深が最初から高水敷上にある場合には, 低水路の流速変化はあまり大きくなく, 鉛直方向にも流速にあまり差がない。そして, 低水路内の流速は最初増大するが, 高水敷上の流れの

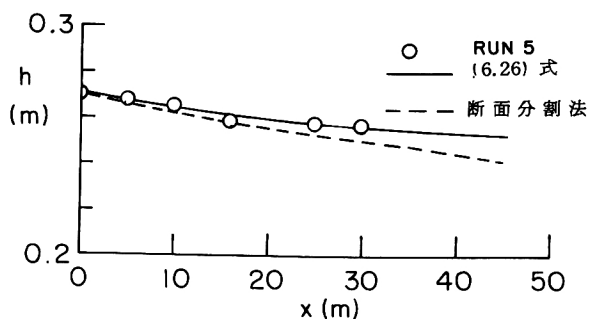


図-6.23 水位ピークの通減

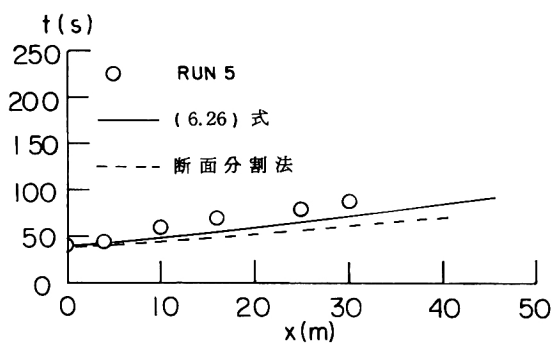


図-6.24 水位ピークの伝播

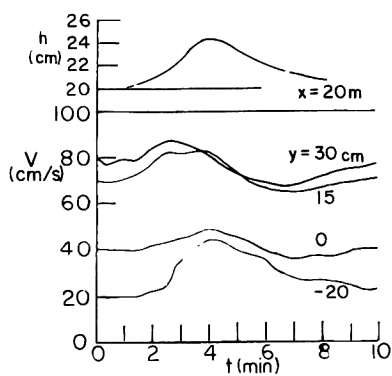


図-6.25 流速時間曲線 (RUN2)

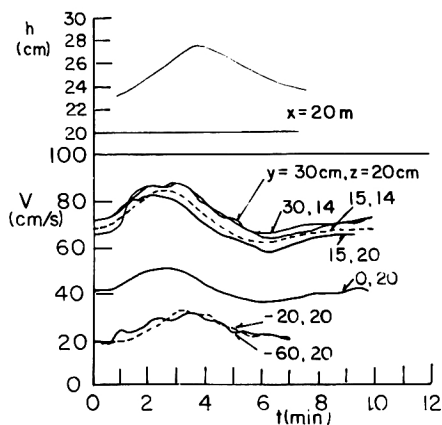


図-6.26 流速～時間曲線 (RUN6)

作用を受けてあまり大きくなれず、かえって減少するような傾向がみられ、高水敷側の流速が大きくなるにつれてまた増大し、結局2つのピークが現われている。そして、高水敷上の流速の変動は大きく、最大流速の発生時刻も水位ピークとほぼ合致しているが、低水路内では水位最大よりもかなり早く流速最大が発生している。また、流速の減少期において、低水路中央の流速よりも、側壁から15cmの点の流速の方がかえって大きくなるという興味ある結果が出ているが、このような現象には断面内の2次流の分布が関連するので、今後の詳細な測定を必要とする。

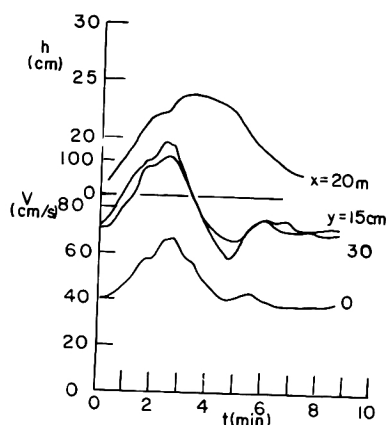


図-6.27 流速～時間曲線
(RUN5)

一方、基底水深が低水路内にあるRUN5では、低水路内の流速変化は激しい。すなわち、図-6.27よりわかるように、低水路内だけを流れている場合に、すでに流速は100cm/s程度となり、RUN2やRUN6のように最初から高水敷上に流れのある場合の低水路内の流速を越えている。その後、水位の増大によって、わずかに流速の増大の傾向が認められるが、高水敷上の水深が2cm程度にまで増加した時に水位上昇速度が停滞し、その時点で低水路内の流速は最大となっているが、その後の水位の増大に応じて、急激に流速の減少が起っている。そしてこのような急激な流速減少が起る時点を境として、複断面の効果が顕著にあらわれ、以後RUN2やRUN6と類似の挙動をしている。

前節の結果とRUN5の結果について、高水敷上の水流が低水路流速を減少させる作用を比較すれば、不定流の場合には、作用のあらわれる水深が定常流にくらべて大きいことがわかる。このことが、洪水流に対する先の数値計算の結果と実験結果で波形の急変する水位が異なっている主要原因であると考えられるが、このような現象の起る物理的な説明は、本実験のように加速度項の大きい不定流においては、水位が高水敷に達したときに低水路側から高水敷側への運動量の輸送が卓越し、高水敷上の流れが低水路に対して影響を与え難くなるためであると言えよう。

なお、水位上昇期には高水敷側へ、低下期には低水路側へ流出入が起ることになるが、それによる横断面内の水位変動や流向を実測してみたが、ほとんど問題にならない程度であることが判明した。

第 4 節 結 語

本章においては、複断面水路における洪水流の特性を明らかにするために、まず定常流に対する実験を行ない、水流の内部機構について詳細な計測を行なって、思考モデルを作成し、断面内の全流量算定式を提案した。また、この式を用いて洪水流の解析を行ない、洪水流に対しても十分に適用性を持っていることが判明したが、得られたおもな結果を要約して結語とする。

定常流について

1. 複断面水路の水利特性は高水敷と低水路の境界面を通しての混合現象によってあらわれ、高水敷上の水深が小さく、低水路の幅が狭いときに顕著である。
2. 混合効果が低水路の流速を遅らせる現象は、横断方向の渦動粘性係数を $\eta = k h u$ （ここに、 k ：定数、 h ：低水路水深、 u ：水深方向の平均流速）と仮定することによって説明できる。
3. 上のように定義した渦動粘性係数の概念を用いると、複断面水路の全断面の流量計算式を作ることができる。それは、(6.18)式である。
4. (6.18)式を用いた計算結果は、断面分割法による計算結果よりもかなり精度がよい。
5. 高水敷上の水深が小さいときには、同一流量に対して、高水敷高さははさんで2つの水深が存在することがあるが、このような特性も(6.18)式によって説明できる。

洪水流について

1. 定常流について提案された流量計算式(6.18)を用いて洪水流の解析を進め、複断面水路における洪水流の基礎方程式として(6.26)式を導いた。
2. (6.26)式によって計算した結果は洪水流の特性をよく説明する。
3. 複断面水路と単断面水路で同一ピーク流量を持つ洪水流の伝播特性を比較すると、複断面水路の方が伝播速度が遅く、減衰量も多くなる。
4. 高水敷上の水深がある値以上になると高水敷の作用が低水路に及び、その水深を境として水位～時間曲線が大きく歪む。
5. 洪水上昇期においては複断面の効果は定常流の場合よりも弱くなるが、加速度項の小さい通常の洪水では定常流と同様に考えてよい。

参 考 文 献

- 1) 佐々木八郎：河道計画の合理化に関する諸問題に関する研究，学位論文，1968。
- 2) 森平倫生：複断面水路水流の抵抗法則に関する研究，修士論文，1961。
- 3) Taylor, R.H.: Exploratory studies of open channel flow over boundaries of laterally varying roughness, California Institute of technology, Report No.KH-R-4, 1961.
- 4) Zheleznyakov, G.V.: Gidravlicheshoe obosnovanie metodov rechnoi gidrometrii, Izdatelstvo Akademii Nauk SSSR, Moskva — Leningrad, 1950.
- 5) Sellin, R.J.H.: A laboratory investigation into the interaction between the flow in the channel of a river and that over its flood plain, La Houille Blanche, No.7,

1964, pp.793 ~ 801.

- 6) Toebes, G.H. and A.A.Sooky : Hydraulics of meandering rivers with flood plains, A.S.C.E. water Resources Engineering Conference, 1966.
- 7) 木下良策：航空写真測量と洪水解析，土木学会誌， 52巻 6号， 1967， pp.11 ~ 18.
- 8) Townsend, D.R. : An investigation of turbulence characteristics in a river model of complex cross section, Proc. I.C.E., Vol 90, 1968, pp.155 ~ 174.
- 9) 芦田和男・高橋 保・竹元忠嗣：複断面水路の水理特性に関する研究，土木学会関西支部講演会講演概要， 1966.
- 10) 芦田和男・高橋 保・竹元忠嗣：複断面水路の水理特性に関する研究 — 高水敷の粗度の影響について —，第 2 2 回土木学会年次学術講演会講演概要， 1967.
- 11) 芦田和男・高橋 保・竹元忠嗣：複断面水路における洪水流，京大防災研究所年報，第 1 0 号 B, 1966.

以上、本論文は河道における洪水流の特性について水理学的な考察を加えてきたが、これまでに述べてきたことを要約して結論とする。

緒論では、一般に洪水と呼ばれている現象には極めて多くの内容が含まれており、それを取り扱う方法も目的によって異なることを述べ、本論文ではそのうちの河道内の洪水の伝播と変形の過程を議論していることを述べた。河道内の洪水の流れは水と土砂と木の混合流であって、その総括的な特性を正確に記述することは難しく、実態の観測も十分でないので、特性把握は一面的にならざるを得ないが、土砂と木の運動は流水に付随して起る現象であると考えれば、水の運動特性をまず把握することが重要であり、河道内の各種の境界条件によって洪水流の受ける影響を理解する必要のあることを述べた。

第1章では、わが国の諸河川について、洪水流を流下させる河道の形態を整理し、洪水流と呼ばれる非常に大きいスケールを持った現象に影響を与える河道の形態要素として、分合流点、河道幅および河床こう配の急変部、流路の屈曲部、大規模構造物の周辺、河道幅の不規則変化、河道内の各種の砂州および複断面水路などがあり、これらは水理学的境界条件として、下流端水位の変化、河道幅の変化、分合流および断面形のように整理されることを述べた。そして、実際の河道での洪水の観測結果にもとづいてこれらの境界条件が洪水流に与える影響を考察し、条件によって洪水流の特性は全く様相を変化させることを明らかにして、各条件下の洪水流に対する研究の手がかりを得た。

第2章では、従来からもっともよく研究され、特性も明らかとなってきた半無限様な長方形断面水路の洪水流を取り扱った。これは、従来の研究ではなお不足している点を明らかにすることと、以後の各境界条件下の洪水流の特性と一様河道内のそれとを比較することによって議論を明解にしようとする目的を持っている。

開水路における一次元の流水の運動はいわゆるサン・ブナンの式で記述されるが、その物理的な特性に水位変化速度が重要な影響を与えるので、その効果の程度を与える無次元量 λ を導入し、 λ の値が大きい場合で、かつフルード数が大きい場合には段波となることを示した。 λ の値が十分に小さい場合には洪水流となる。そして、 λ の各種の値について、サン・ブナン式のあらわす流れの解析を試み、洪水流のピークの伝播速度や逓減特性を明らかにした。さらに、各種のハイドログラフについて実験を行ない、一様水路を伝播する洪水流の重要な特性として、水位上昇期の波形が流下によってもほとんど変化しない一様進行流的性格を見出したが、これは、波頂付近の曲率による扁平化の効果と非線型効果による尖鋭化との釣合によってもたらされる結果であることを説明した。

第3章では、下流端の水位変化が境界条件として与えられる場合の洪水流の挙動を明らかにすることを目的として、境界条件を、1) 下流端水位が常に一定である場合、2) 下流端に支配断面があつて、流入流量に応じた水位となる場合および 3) 水位が流入洪水とは全く独立に任意に変化する場合に分類し、それぞれについて理論的、実験的検討を加えた。そして、第1の境界条件下では、下流ほど先に水位ピー

クが生ずること、流入ハイドログラフが非常に急激な流量増加率を持っている場合には、せき上げ領域内の最大水位が同じ流量に対する定常流の水位よりも大きくなることなどの特性を見出した。また、せき上げ領域内の任意の点の最大水位とその生起時刻とを算定する実用式を提案した。さらに、このような境界条件を発生する構造物の築造は、それよりも下流側に対しては洪水到達時刻を早め、ピーク流量を増大させるとともに、上流側に対しては、流入ハイドログラフの性質によっては予想外の水位の増大をもたらすなど危険側の作用の多いことを述べて注意を喚起した。つぎに、第2の境界条件の作用領域は、水位変動の特性から湛水領域と遷移領域に分けて取り扱うのが適当であって、湛水領域では水位の伝播速度はほとんど無限大であり、流量の伝播速度はほぼKleitz—Seddonの法則に従うことを述べた。一方、遷移領域は時間の経過に従って一様河道的性格から湛水領域的性格へと変化し、さらに再び一様河道的性格へと遷移する領域であって、流量ピークの伝播速度はほぼKleitz—Seddon則に従うが、水位ピークの生起時刻はこの領域内で不連続となることを示した。また、このような境界条件を発生する構造物の築造が、それよりも下流に対して与える影響は支配断面の特性によって異なり、支配断面での水位～流量曲線のこう配 dQ/dH が河道領域のそれよりも小さい場合には、洪水到達時間は遅れ、ピーク流量も構造物のない場合より減少するが、河道領域のそれよりも大きい場合には全く逆の作用をすることが判った。第3の境界条件下についても理論的考察を加え、特殊な場合として、第1および第2の境界条件下の特性があらわれることを述べ、実験によってそのことを確かめた。さらに、第2の境界条件を発生するようなダムが連続して築造された場合や、貯水池が土砂で満杯になった場合の問題点についても言及した。

第4章は河道幅の変化が洪水流に与える影響について、支配断面を生ずるような狭さく部がある場合と不規則な長区間にわたる河道幅変化のある場合とに分けて取り扱った。狭さく部における洪水流の挙動に関しては、支配断面より上流における貯留量に着目して解析を行ない、近似的には定常流に対する水面形解析から求められる水位～貯留量曲線を用いて、貯水池における貯留計算と同様にしてハイドログラフの伝播と変形が求められることを明らかにした。そして、狭さく部の上流での挙動は貯水池の場合と類似であること、狭さく部は下流に対してはピーク生起時刻を遅らせ、ピーク流量を減少させる作用のあることなどを述べた。また、河幅が不規則に変化する河道については、水流のはく離による貯留効果があらわれない場合には、平均幅と等しい河幅を持つ一様河道に置き換えても不等流の効果をみかけ上の粗度係数に組み込むことによって平均的な伝播速度や逓減量のような巨視的な現象が説明できることを明らかにした。一方、水流がはく離して貯留域が形成される場合に対しても、貯留効果を考慮に入れた擬似等流に対する基礎方程式を用いることによって比較的正しい結果が得られることがわかった。また、貯留効果が伝播速度と逓減量に与える影響も明らかとなった。ただし、この場合には、水流のはく離によるみかけ上の粗度係数増大の効果を考慮しなければならないが、それは水路横断方向に対する渦動粘性係数が水深と水深方向の平均流速の積に比例すると考えて半理論的に導いた粗度係数によって説明できることを述べた。この結果を実際の河川に対して一般的に適用するには実測による検証を必要とするが、水位～流量関係がすでに求まっている場合には、直ちにここで提案した基礎方程式を用いることができる。伊勢湾台風による木津川洪水に対する適用結果は良好であった。

第5章では合流点での洪水流を取り扱った。支川はその流量が本川水位に無関係に流出する independent tributary と本川水位に影響される dependent tributary に分けて取り扱うのが便利であることを述べ、それを区別する方法を提案した。ついで、 independent tributary の流入に対して本川河道における洪水を線型化された拡散型の方程式で記述し、支川の流入量を強制流入として重ね合わせることによって理論的な解析を行なった。一方、 dependent tributary の流入に対しては、このような単純な取り扱いには許されないのが、実験的に特性を調べた結果、合流点よりも下流のハイドログラフに対して合流時差が重要であるが、同一規模と同一形状を持った本川と支川の洪水が、同一の時差を持って合流する場合でも、本川洪水が先行しているか、支川洪水が先行しているかによって結果が異なることが判明した。これは、合流点での局所的な条件が重大な影響を与えることを示唆しており、合流点における水理現象の詳細な研究の必要性を提起していることを述べた。

第6章は断面形の影響の問題のうち、とくに下流部河川に多い複断面水路を取りあげて研究した。複断面水路の水理特性は高水敷と低水路との境界面を通しての激しい混合現象によってあらわれ、低水路幅が狭く、高水敷上の水深の小さいときに顕著である。複断面としての特性が顕著な場合には、従来の断面分割法では正しい流量計算ができないので、低水路横断面内の渦動粘性係数について、不規則断面河道について導入した渦動粘性係数に対する仮定と同様の仮定から出発して流量計算式を導いた。ここで提案した式による計算結果は断面分割法による結果よりも精度がよく、同一流量に対して、高水敷の高さをはさんで2つの水深が存在し得るという特性も、この式によって説明できることを述べた。また、ここで提案した流量計算式をもとに導いた洪水流に対する方程式を用いて、洪水流の解析をした結果は実験結果をよく説明することがわかった。そして、ここで明らかとなった複断面水路の洪水流の特性は、複断面水路と単断面水路で、同一のハイドログラフを持つ洪水が流入した場合を比較すれば、複断面水路の方が伝播速度が遅く、逓減量も多くなること、低水路から高水敷へ流水が乗ると水位上昇速度が変化して、水位～時間曲線が歪むこと、水位の上昇期には複断面形である効果が定常流の場合にくらべて、わずかに減少するが、加速度項が小さい通常の洪水では定常流と同じと考えてよいことなどである。

以上、要するに本論文は、洪水流が上流から下流まで伝播する過程における現象を明確にし、あわせて、水理学的な洪水追跡の実用化の基礎を確立することを目的として、河道条件ならびに境界条件が洪水流に与える影響を系統的に研究し、伝播速度や逓減量といった平均的な特性をきわめて明確な形で示したものであって、得られた成果は河川災害の防止軽減に寄与するところ多いものと信ずる。

最後に、本研究を遂行するにあたり、終始御鞭撻を賜った京都大学名誉教授矢野勝正先生、京都大学教授石原藤次郎先生、研究の内容について直接御指導いただいた京都大学教授岩佐義朗先生および研究内容についての直接の御指導とともに、本論文の作成にあたって、懇切な御指導をいただいた京都大学教授芦田和男先生に対し衷心よりの謝意を表するとともに、実験、計算、製図に対して御協力いただいた元京都大学大学院院生竹元忠嗣君および松本喬君にも謝意を表する次第である。

